

**SPINPOLARISATION
VON ELEKTRONENSTRAHLEN,
FELDEMITTIERT AUS DEN FERROMAGNETISCHEN
SELTENEN ERDMETALLEN UND
EUROPIUMVERBINDUNGEN**

Michael J. Hofmann

1978



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549006_0013

DISSERTATIONS- UND FOTODRUCK FRANK oHG
8 München 2, Gabelsbergerstraße 15, Tel. 2 8 0 9 0 9 0

SPINPOLARISATION VON ELEKTRONENSTRAHLEN,

FELDEMITTIERT AUS DEN FERROMAGNETISCHEN

SELTENEN ERDMETALLEN UND EUROPIUMVERBINDUNGEN

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Michael J. Hofmann
aus Fürstenfeldbruck

München

1977



1. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Sizmann
2. Berichterstatter: Prof. Dr. F.X. Eder
Tag der mündlichen Prüfung: 13. Februar 1978

Bekanntlich ist der glückliche Erfolg mathematisch-physischer Forschungen nicht an der Anzahl der gedruckten Seiten zu beurteilen, weil oft eine einzige Zahl oder ein einzelner analytischer Ausdruck monate- und selbst jahrelanges glückliches Forschen fordert, und es gibt Aufgaben genug, wo eine einzige Zahl oder ein analytischer Ausdruck wert wäre, das Resultat des Lebens eines Naturforschers zu sein.

Joseph von Fraunhofer

I N H A L T

1.	<u>EINLEITUNG</u>	1
2.	<u>PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN</u>	4
2.1	Elektronenspinpolarisation	4
2.2	Mottstreuung	6
2.3	Feldemission	10
2.4	Emittermaterialien	14
2.5	Prinzip des Polarisationsapparates	18
2.6	Fehlerquellen beim Polarisationsnachweis	20
3.	<u>APPARATUR UND EXPERIMENTELLE TECHNIK</u>	24
3.1	Gesamtaufbau	24
3.2	Elektronenquelle	26
3.2.1	Emissionskopf	26
3.2.2	Versorgungssystem	29
3.2.3	Spitzenherstellung	29
3.2.4	Aufdampfofen	32
3.2.5	Magnetfelderzeugung	33
3.2.6	Temperatureinstellung	34
3.2.7	Vakuumabschätzung	36
3.2.8	Feldemissionsmikroskop	37
3.2.9	Ausblendeinheit	38
3.3	Polarisationsdetektor	40
3.3.1	Beschleuniger und Justiereinheit	40
3.3.2	Wienfilter	40
3.3.3	Mottstreuammer	43
3.3.4	Zählelektronik	46
3.4	Eichung und Tests	49
3.4.1	Wienfilter	49
3.4.2	Mottstreuer	51
3.4.3	Elektronik	53
3.5	Polarisationsmessungen	54
3.5.1	Meßvorbereitung	54
3.5.2	Messung des Polarisationsvektors	54

3.5.3	Messung verschiedener Abhängigkeiten	55
3.5.4	Auswertung und Fehlerabschätzung	60
4.	<u>MESSERGEBNISSE UND DEUTUNG</u>	62
4.1	Seltene Erdmetalle	62
4.1.1	Gadolinium	62
4.1.2	Terbium	67
4.1.3	Dysprosium	69
4.1.4	Holmium	74
4.1.5	Erbium	74
4.1.6	Thulium	74
4.2	Europiumverbindungen	76
4.2.1	Europiumsulfid	76
4.2.2	Europiumoxid	77
4.3	Andere Materialien	81
4.3.1	Praseodym	81
4.3.2	Terbium- und Holmiumoxid	81
4.3.3	Wolfram	81
5.	<u>FOLGERUNGEN UND VERGLEICH</u>	83
5.1	Folgerungen aus den Messungen	83
5.2	Vergleich mit theoretischen Arbeiten	86
5.3	Vergleich mit anderen FE-Experimenten	87
5.3.1	Feldemission aus Gd	87
5.3.2	Feldemission aus EuS auf W	89
5.4	Diskussion anderer Meßmethoden	90
6.	<u>SCHLUSSBEMERKUNGEN</u>	94
7.	<u>ZUSAMMENFASSUNG</u>	96
8.	<u>LITERATURVERZEICHNIS</u>	98

1. EINLEITUNG

Julius Plücker entdeckte 1858 beim Studium von Gasendladungen in Geißlerschen Röhren jene Strahlen, die unter dem Namen Kathodenstrahlen bekannt wurden und mit denen seither intensiv experimentiert wurde. Erst ungefähr 40 Jahre später war die Natur dieser Strahlen aufgeklärt und als korpuskulär erkannt (J.J. Thomson 1897). Der Name Elektron für dieses als erstes entdeckte Elementarteilchen stammt von G.J. Stoney (1895); er wurde aber erst allmählich populär.

Freie Elektronen können leicht erzeugt werden, außer durch Glühemission (Thomas A. Edison) auch durch Photoemission (H. Hertz 1887), Feldemission (R.W. Wood 1897) und Sekundäremission (L. Austin und H. Starke 1902). Die Elektronen erfordern aus diesem Grund und wegen ihrer leichten und präzise steuerbaren Ablenkbarkeit durch elektrische und magnetische Felder zahlreiche wichtige technische Anwendungen, wobei aber nur deren Masse und Ladung ausgenutzt wurde, insbesondere die aus beiden resultierende spezifische Ladung, die bei Elektronen einen größeren Wert hat als bei allen anderen Elementarteilchen.

Eine weitere fundamentale Eigenschaft des Elektrons wurde 1925 von S.A. Goudsmit und G.E. Uhlenbeck aus spektroskopischen Daten herausgelesen, der Spin, dessen technische Anwendung bei freien Elektronen aber bis heute aussteht, da die Herstellung spinpolarisierter Elektronenstrahlen auch heute noch ein aufwendiges, schwieriges Verfahren ist. Ein Elektronenstrahl ist dann polarisiert, wenn die Elektronenspins eine Vorzugsrichtung haben, d.h. wenn in irgendeiner Raumrichtung die beiden bezüglich dieser Richtung möglichen Spinzustände unterschiedlich besetzt sind.

Kurz nach der Entdeckung der Beugung niederenergetischer Elektronen an Einkristalloberflächen versuchten C.J. Davisson und L.H. Germer (1929) bei Doppelstreuexperimenten an Ni(111)

erfolglos, polarisierte Elektronen nachzuweisen. Wie C.E. Kuyatt (1975) darlegte, war die Auswertung unkorrekt. Davisson und Germer benutzten die Polarisation von Licht als Modell für ihre Auswertung und erwarteten deshalb zwei Intensitätsmaxima und -minima bei Drehung des Analysatorkristalls um 360° . Bei der Spinpolarisation tritt aber wegen des Richtungssinns des Spins nur je ein Maximum und Minimum auf. Kuyatt fand bei der Neuauswertung der erwähnten Meßdaten beträchtliche Polarisationsgrade. Nach Berechnungen von R. Feder (1977) ist es allerdings nicht wahrscheinlich, daß bei den damaligen Meßbedingungen eine Polarisation auftrat.

N.F. Mott zeigte 1929 in einer theoretischen Arbeit, daß man durch elastische Streuung eines unpolarisierten Elektronenstrahles hoher Energie an schweren Atomkernen polarisierte Elektronen erzeugen kann. Nach erfolglosen Versuchen vieler Forscher gelang 1943 C.G. Shull, C.T. Chase und F.E. Myers der experimentelle Beweis der Mottschen Theorie in einem Doppelstreuexperiment. Damit war gleichzeitig die erste Quelle für polarisierte Elektronen gefunden. In der Folgezeit entwickelte sich die Mottstreuung zum Standardnachweis für polarisierte Elektronen, der die präzisesten Messungen erlaubt und auch in dieser Arbeit verwendet wird.

1930 machten E. Fues und H. Hellmann einen anderen Vorschlag zur Gewinnung polarisierter Elektronen:

Sie hatten die Idee, die spinausgerichteten Elektronen in einem Ferromagneten durch die bekannten Emissionsprozesse (s.o.) zu extrahieren. Aufgrund der großen experimentellen Schwierigkeiten dauerte es sehr lange, bis über erfolgreiche Versuche berichtet werden konnte:

Erstmals wurden polarisierte Elektronen bei Feldemission 1967 von M. Hofmann, G. Regenfus, O. Schärpf und P.J. Kennedy nachgewiesen. Als Emitttermaterial wurde Gadolinium verwendet, ein Element der seltenen Erdmetalle, dessen ferromagnetische Eigenschaften 1935 von G. Urbain, M.F. Weiss und F. Trombe entdeckt wurden. Auch beim ersten erfolgreichen Photoemissionsexperiment 1969 von G. Busch, M. Campagna, P. Cotti und

H.C. Siegmann wurde Gd untersucht. Die Erzeugung polarisierter Elektronen durch Sekundäremission versuchten 1976 G. Chrobok und M. Hofmann in der Apparatur, die in dieser Arbeit beschrieben wird. Dieses erste Experiment erbrachte Polarisationsgrade von 32 % mit dem ferromagnetischen Halbleiter Europiumoxid. Alle diese Experimente - wie auch die nachfolgend beschriebenen Feldemissionsexperimente an den ferromagnetischen seltenen Erdmetallen und an Europiumverbindungen - dienen in erster Linie dem Verständnis der elektronischen und magnetischen Eigenschaften des Emittermaterials und des Emissionsprozesses, in zweiter Linie der Herstellung einer effizienten, einfach zu handhabenden Quelle polarisierter Elektronenstrahlen, für die viele Anwendungen vorgeschlagen wurden.

Aufgrund der oben angeführten ersten positiven Ergebnisse mit polarisierten Feldelektronen (s. auch Hofmann 1968) wurde ab 1969 eine neuartige Apparatur konstruiert, mit der zahlreiche Erkenntnisse gewonnen werden konnten. Teilergebnisse dieser Arbeit wurden schon in dem Übersichtsartikel über Spinpolarisationsuntersuchungen von R. Sizmann 1975 und in der Publikation von G. Chrobok, M. Hofmann, G. Regenfus und R. Sizmann 1977 veröffentlicht.

Nach einer Darlegung der physikalischen Grundlagen der Experimente (2. Kapitel) folgt die Beschreibung der Apparatur und der experimentellen Technik (3. Kapitel) und die Präsentation der Meßergebnisse mit Diskussion (4. Kapitel). Das 5. Kapitel bringt die Folgerungen aus den Messungen und den Vergleich mit theoretischen Überlegungen und mit anderen Experimenten. Nach den Schlußbemerkungen (Kapitel 6) werden die Ergebnisse kurz zusammengefaßt (Kapitel 7).

2. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Elektronenspinpolarisation (ESP)

Das Elektron besitzt einen Eigendrehimpuls oder Spin, der als Folge seiner Rotations- oder Zitterbewegung angesehen werden kann. Die Spin-Drehimpulskomponente in einer vorgegebenen Richtung beträgt $1/2 \hbar$. Der halbzahlige Spin bedingt, daß das Elektron dem Pauliprinzip unterliegt und daher der Fermi-statistik gehorcht. Der Spin als Drehimpuls wird durch einen Vektoroperator dargestellt. Nach allgemeinen quantenmechanischen Sätzen hat der Spin eines Fermions bezüglich einer willkürlich vorgegebenen Richtung nur zwei Einstellungsmöglichkeiten. Man kann auch sagen, ein Elektron ist immer vollständig polarisiert, da durch eine Wellenfunktion ja nur reine Spinzustände beschreibbar sind.

Bei Experimenten mit Elektronenstrahlen hat man es mit einer Ansammlung von Elektronen zu tun, einem quantenmechanischen Gemisch, das durch Dichtematrizen beschrieben wird. Mißt man nun den Spin der einzelnen Elektronen, so wird eine gewisse Anzahl $n(+)$ $\hbar/2$ und der Rest $n(-)$ die Spinkomponente $-\hbar/2$ relativ zu einer Bezugsrichtung z haben, die durch die experimentelle Anordnung bestimmt ist. Für die Polarisation in z -Richtung gilt dann:

$$P_z = \frac{n(+)-n(-)}{n(+)+n(-)} \quad (1)$$

Außer für die vollständige Polarisation entlang z , d.h. $|P_z| = 1$ ist durch dieses Experiment noch nicht die ganze Polarisation des Elektronenstrahls bestimmt.

Für die vollständige Beschreibung sind 3 Messungen des Spins, z.B. in 3 zueinander senkrechten Richtungen x, y, z erforderlich. Für den Betrag der Polarisisation gilt dann:

$$|P| = \left(P_x^2 + P_y^2 + P_z^2 \right)^{1/2} \quad (2)$$

Aus der Definition der ESP folgt für jede Komponente P_i :

$$-1 \leq P_i \leq +1 \quad (i = x, y, z) \quad (3)$$

Beim Elektron ist das Spinnmoment antiparallel zum magnetischen Moment gerichtet. Im allgemeinen wird bei der Elektronenemission aus Festkörpern die ESP positiv definiert, wenn im Elektronenstrahl Elektronen mit Majoritätsspin überwiegen, d.h. die Elektronen vorwiegend emittiert werden, deren Spin antiparallel zur Magnetfeldrichtung steht. Das Magnetfeld ist zur globalen Ausrichtung der Spins im Festkörper nötig. Hat ein Elektronenstrahl beispielsweise eine ESP in Z-R. von 50 % ($P_z = 0.5$), so kann man sich den Elektronenstrahl zusammengesetzt denken aus einer vollständig polarisierten Elektronenstrahlhälfte und aus einer unpolarisierten Hälfte, die wiederum je zur Hälfte aus Elektronen der beiden möglichen Spinrichtungen besteht, so daß 75 % der Elektronen in die Z-Richtung zeigen und 25 % in die entgegengesetzte.

Für eine ausführliche quantenmechanische Diskussion der ESP sei auf die Arbeiten von H.A. Tolhoek (1956), U. Fano (1957), P.S. Farago (1965 und 1971), N.F. Mott und H.S.W. Massey (1965), Kessler (1976) verwiesen.

Es gibt zwei Sonderfälle der ESP, die für die nachfolgenden Experimente wichtig sind:

- a) Längspolarisation oder longitudinale ESP (helicity), vergleichbar mit zirkular polarisiertem Licht:
Impuls- und Spinrichtung fallen zusammen oder sind antiparallel.

- b) Querpolarisation oder transversale ESP (vergleichbar mit linear polarisiertem Licht):
Impuls- und Spinrichtung stehen aufeinander senkrecht.

Mit den üblichen Verfahren hergestellte Elektronen sind unpolarisiert, d.h. $n(+) = n(-)$ (z.B. Glühelatronen).

Die Erzeugung eines polarisierten Elektronenstrahls ist prinzipiell auf zwei Arten möglich:

- 1) Herstellung eines unpolarisierten Elektronenstrahls und nachträgliche Polarisation.
- 2) Verwendung einer Elektronenquelle, die von vornherein polarisierte Elektronen liefert.

In den hier beschriebenen Experimenten wird die 2. Art verwendet, um durch Feldemission aus geeigneten Emittlern polarisierte Elektronen zu erhalten.

2.2 Mottstreuung

Direkt läßt sich die ESP bzw. $n(+)$ und $n(-)$ nicht messen, sondern nur über Intensitätsasymmetrien, die etwa in einem spinabhängigen Streuprozess auftreten, z.B. bei der Mottstreuung. Unter der Mottstreuung versteht man die relativistische, spinabhängige elastische Streuung eines Elektrons am Coulombfeld eines schweren Atomkerns, wo sich die Spin-Bahn-Kopplung der Elektronen bemerkbar macht (N.F. Mott 1929), siehe auch die Übersichtsartikel von H. Frauenfelder und A. Rossi (1963), N.F. Mott und H.S.W. Massey (1965), J. van Klinken (1966), W. Eckstein (1970).

Die wesentlichen Merkmale der Mottstreuung lassen sich am klassischen Modell veranschaulichen:

Werden Elektronen an einem Atomkern gestreut, so erwartet man nach der Rutherford'schen Streuformel ein rotationssymmetrisches

Streudiagramm bezüglich der Achse des einfallenden Strahles aufgrund der Wechselwirkung der Elektronen mit dem kugelsymmetrischen Coulomb-Potential des Kernes.

Zusätzlich tritt aber die Spin-Bahn-Wechselwirkung auf: Im Ruhssystem des Elektrons bewegt sich der Atomkern auf einem Kreisbogen um das Elektron. Der Strom, den diese bewegte Ladung darstellt, produziert am Ort des Elektrons ein Magnetfeld. Die Wechselwirkungsenergie W_{SB} zwischen dem mit dem Spin gekoppelten magnetischen Eigenmoment $\vec{m}$ des Elektrons und diesem Magnetfeld $\vec{B}$ beträgt:

$$W_{SB} = -\vec{m} \cdot \vec{B}$$

Diese überlagert sich dem Coulombpotential. Das bedeutet, daß die Elektronen, deren magnetische Momente in Magnetfeldrichtung zeigen, ein höheres Potential vorfinden als die Elektronen mit den entgegengesetzten magnetischen Momenten und daher stärker abgelenkt werden, vorausgesetzt, sie fliegen im gleichen Abstand am Kern vorbei.

Daraus folgt für einen unpolarisierten Elektronenstrahl, daß die in einem bestimmten Winkel gestreuten Elektronen im allgemeinen senkrecht zur Streuebene polarisiert sein werden, wobei die Polarisation P von der Stärke der Spin-Bahn-Kopplung, die eine Funktion der Kernladungszahl Z ist, von der Elektronenenergie W und vom Streuwinkel θ abhängt:

$$P = S(Z, W, \theta)$$

Für einen Elektronenstrahl, dessen Polarisation senkrecht zur Strahlachse $\vec{P}_i$ sei, weist das Streudiagramm eine azimutale Asymmetrie auf:

$$I(\theta) = I_0(\theta) (1 + S(Z, W, \theta) \vec{P}_i \cdot \hat{e}) \quad (4)$$

wobei $I_0(\theta)$ die Intensität angibt für den Fall, daß der Elektronenstrahl unpolarisiert ist und $\hat{e}$ der Einheitsvektor in Richtung der Streuebenennormalen ist. Eine Polarisation parallel zur Strahlachse wirkt sich nicht aus. Der Mottstreuprozeß kann also sowohl als Polarisator als auch als Analysator

dienen, in beiden Fällen charakterisiert durch die gleiche Funktion S , die der Beziehung

$$S(-\theta) = -S(\theta) \quad (5)$$

gehört und Shermanfunktion genannt wird. Sie ist berechnet worden z.B. von G. Holzwarth und H.J. Meister (1964) und S.R. Lin (1964) für Goldatome. Bei einer Elektronenenergie von 100 keV hat S für Streuung an einzelnen Goldatomen ein flaches Minimum von $S = -0.391$ bei einem Streuwinkel $\theta = 120^\circ$. Diese Streukonfiguration wird für den Polarisationsnachweis verwendet, da dünne Goldfolien leicht hergestellt werden können und Spannungen von 100 kV noch ohne allzu großen Aufwand beherrscht werden. Die später zu besprechende Schichtdickenkorrektur der Shermanfunktion ist dabei klein.

Vorteilhaft ist es, gleichzeitig zwei entgegengesetzt polarisationsabhängige Messungen durchzuführen, was durch eine symmetrische Zweizähleranordnung erreicht wird (Streuung nach θ und $-\theta$ in der gleichen Streuebene).

Bezeichnet man den Winkel zwischen $\vec{P}_1$ und $\hat{e}$ mit $\emptyset$, so folgt aus Gleichung (4) und (5):

$$\begin{aligned} I(-\theta) &= I_0(-\theta) (1 - PS \cos \emptyset) \text{ für Zähler A} \\ I(+\theta) &= I_0(+\theta) (1 + PS \cos \emptyset) \text{ für Zähler B} \end{aligned} \quad (6)$$

Bei verschwindender apparativer Asymmetrie ist $I_0(\theta) = I_0(-\theta)$.

Es gibt zwei Möglichkeiten zur Beschreibung der Streuasymmetrien ($\emptyset = 0^\circ$):

1. Intensitätsverhältnis

$$R = \frac{I(-\theta)}{I(+\theta)} = \frac{I_A}{I_B} = \frac{1 - PS}{1 + PS} \quad (7)$$

2. Asymmetrie

$$A = -PS = \frac{I(-\theta) - I(+\theta)}{I(-\theta) + I(+\theta)} = \frac{I_A - I_B}{I_A + I_B} \quad (8)$$

So einfach das Prinzip der Mottstreuung ist, in der Praxis sind sehr viele Probleme zu berücksichtigen, um zu präzisen Messungen zu kommen, wie später ausgeführt wird.

Mit der Mottstreuung ist nur eine Querpolarisation nachweisbar (s.o.). Eine longitudinale Komponente des Polarisationsvektors kann erst nachgewiesen werden, nachdem diese in eine transversale überführt worden ist. Das kann beispielsweise nach Wiens Methode der kompensierten Strahlen (Wiensches Geschwindigkeitsfilter) geschehen, die gegenüber den anderen Möglichkeiten, z.B. dem Zylinder- oder Kugelkondensator den Vorteil hat, daß die Spindrehung auch ausgeschaltet werden kann, so daß alle Raumrichtungen des Polarisationsvektors bestimmt werden können.

Das Wienfilter (W. Henneberg 1934 und R. Herzog 1933) ist eine elektronenoptische Zylinderlinse mit Farbdispersion. Es besteht aus einem Raumvolumen, wo uniforme elektrische und magnetische Felder E und B vorhanden sind, die unter rechten Winkeln gekreuzt sind, so daß beide Felder die Elektronen nach entgegengesetzten Richtungen ablenken. Elektronen, die in diesem Raum mit einem Impuls senkrecht zu beiden Feldern fliegen, werden dann nicht abgelenkt, wenn gilt:

$$\frac{d}{dt} (mv) = eE - eBv = 0, \text{ d.h. } v = \frac{E}{B} \quad (9)$$

Der Spin freilich präzessiert um die Magnetfeldrichtung mit der Präzessionsfrequenz

$$\omega_c = \frac{e g}{2 m_0 \gamma^2} \cdot B, \quad \gamma = \frac{m}{m_0} \quad (10)$$

Für ein Filter der Länge L erhält man für den Präzessionswinkel den Ausdruck

$$\Omega = \frac{e}{m_0 \gamma^2} \cdot \frac{g}{2} \cdot B \cdot \frac{L}{v} \quad (11)$$

(g ist der g -Faktor, m_0 die Ruhemasse, m die relativistische Masse des Elektrons, e die Elementarladung).

Ähnlich, wie beim Zylinderkondensator, wo durch Übergang vom Zylinderfeld zum Kugelfeld eine stigmatische Fokussierung erreicht wird, kann beim Wienfilter eine stigmatische Abbildung durch Krümmung des elektrischen Feldes erreicht werden (W. Legler 1963). Dadurch wird eine Intensitätssteigerung erreicht.

2.3 Feldemission (FE)

Unter Feldemission versteht man die nichtthermische Elektronenemission von Kristalloberflächen in Anwesenheit eines starken elektrischen Feldes durch den Tunneleffekt. Das Konzept der Wellenmechanik ist notwendig, um die Feldemission theoretisch zu beschreiben, da das Elektron die Potentialbarriere an der Kristalloberfläche durchdringt und nicht - wie bei der thermischen Emission - übersteigt. Gemäß der klassischen Mechanik können Elektronen keine Potentialbarrieren durchdringen, nach der Quantenmechanik ist ein Durchtunneln aber möglich. Wesentlich dabei ist, daß die Breite des Potentialwalles an der Kristalloberfläche in der Höhe des Ferminiveaus so klein wird, daß sie mit der de Broglie-Wellenlänge des Elektrons

$$\lambda = h \cdot (2meU)^{-1/2}$$

im Kristall vergleichbar wird, wobei eU gleich der Austrittsarbeit ϕ zu setzen ist, die zwischen 2 und 6 eV liegt. Dann kommt den Kristallelektronen eine endliche Wahrscheinlichkeit zu, sich auf der anderen Seite, d.h. Außenseite des Walles zu befinden. Da sie sich außen auf demselben Potential befinden wie innen, ist dazu keine Arbeit zu leisten.

Es sei an das optische Analogon erinnert:

Bei der Totalreflexion gelangt keine Strahlungsenergie in das optisch dünnere Medium, außer die Schichtdicke des optisch dünneren Mediums ist mit der Wellenlänge des Lichtes vergleichbar, dann ist auch ein Anteil des Lichtes jenseits des optisch dünneren Mediums zu finden, und zwar ist der Anteil umso größer, je dünner die Schicht ist. Volle ungestörte Totalreflexion ist nur möglich, wenn die optisch dünnere Schicht dicker als vier Wellenlängen ist.

Die Feldemission aus Metallen wird grob durch die Fowler-Nordheim-Theorie beschrieben, siehe R.H. Fowler und L. Nordheim (1928), R.H. Good jr. und E.W. Mueller (1956), R. Gomer (1961), A.G. van Oostrom (1965). Sie wurde abgeleitet unter folgenden Annahmen:

1. Innerhalb des Metalls gilt das Sommerfeldsche Modell der freien Elektronen. Sie werden im Metall durch die Potentialbarriere gehalten, deren Höhe der Austrittsarbeit ϕ entspricht.
2. Die Oberfläche ist eine ebene, atomar glatte Fläche d.h. topologische Unebenheiten sind klein gegen die Dicke der Potentialbarriere.
3. Die Potentialbarriere mit Feld ist eine Überlagerung des Potentials, das durch das angelegte Feld erzeugt wird und das Bildkraftpotential, das durch die induzierte Ladung an der Oberfläche durch Elektronen außerhalb des Metalls erzeugt wird.

Die Variation der Feldemissionsstromdichte J in Abhängigkeit von der Feldstärke E und der Austrittsarbeit ϕ hat die Form (A und C sind in erster Näherung Konstanten):

$$J = CE^2 \exp (- A \phi^{3/2} / E) \quad (12)$$

Sie kann zur Ermittlung von Austrittsarbeiten herangezogen werden.

Für überschlagsmäßige Berechnungen von Austrittsarbeitsänderungen durch Adsorbate oder dünne Aufdampfschichten genügt oft die Anwendung der folgenden Formel, wobei bei den Messungen immer der gleiche Feldemissionsstrom eingestellt wird:

$$\phi_1 / \phi_2 = (E_1 / E_2)^{2/3} = (U_1 / U_2)^{2/3} \quad (13)$$

U ist die jeweilige Anodenspannung. Mit dem Index 1 sind beispielsweise die Werte vor der Austrittsarbeitsänderung gekennzeichnet, mit dem Index 2 die danach. Diese Formel folgt sofort aus Gl. (12) für konstanten Strom, wenn der präexponentielle Term vernachlässigt wird. Die Energieverteilung der FE-Elektronen aus Metallen ist sehr scharf, d.h. die Feldelektronen sind monochromatisch. Es werden nur Elektronen mit der Fermienergie und darunter mit einer Halbwertsbreite von ca. 0,1 eV emittiert.

So kam R. Stratton (1964) zu dem Schluß, daß Bandstruktureffekte bei der FE keine Rolle spielen. F.I. Itscovich zeigte 1966, daß Blochzustände wichtig sein können. J.W. Gadzuk (1969) und B.A. Politzer und P.H. Cutler (1970) finden sehr verschiedene Transmissionskoeffizienten für die s- und d-Elektronen. J.W. Gadzuk und E.W. Plummer (1973) messen spezifische Strukturen in der Energieverteilung der Elektronen für verschiedene, niederindizierte W-Richtungen (s. N. Nicolau und A. Modinos 1975). Nach D.R. Penn (1975 und 1976) kommt der Hauptbeitrag zum FE-Strom von Elektronen, deren Impuls senkrecht zur Oberfläche gerichtet ist. Er zeigt ferner, daß die Feldelektronen Aufschluß geben über die Oberflächenzustandsdichte einige Zehntel nm außerhalb der Metalloberfläche.

Im Gegensatz zu Metallen ist die Elektronenkonzentration im Leitungsband bei Halbleitern sehr klein, da das Fermi-niveau im verbotenen Band liegt. Diese geringe Konzentration quasifreier Elektronen im Halbleiter bewirkt wesentliche Unterschiede bei der Feldemission aus Halbleitern gegenüber Metallen. Es gibt Emission aus dem Leitungsband und aus dem Valenzband. Das

Stromdichtenverhältnis hängt von der Breite der verbotenen Zone ab. Das Eindringen des äußeren Feldes und Ladungen in Oberflächenzuständen beeinflussen die Elektronenkonzentration im Leitungsband. Auch die Emission aus Störstellenniveaus muß beachtet werden. Die Energieverteilung der Feldelektronen aus Halbleitern ist weniger monochromatisch als bei Metallen und zeigt oft zwei Maxima, z.B. bei Silizium. Bei höheren Stromdichten steigt der Emissionsstrom in Abhängigkeit von der angelegten Spannung stärker an als bei kleinen Strömen, da die mittlere Elektronenenergie durch das innere Feld zunimmt und dadurch die Anzahl der Ladungsträger erhöht wird. Noch weniger theoretisch und experimentell untersucht ist die Feldemission aus Metallspitzen, die von einer mehr oder minder dicken Isolatorschicht bedeckt ist, wie es z.B. für das System EuS auf W der Fall ist, das auch in dieser Arbeit untersucht wird.

Eine wichtige Anwendung der FE ist das Feldelektronenmikroskop (FEM), das von E.W. Mueller 1937 eingeführt wurde. Es besteht aus einem nadelförmigen, an der Spitze einkristallinen Emitter mit Radius kleiner $1\text{ }\mu\text{m}$ in einem möglichst guten Vakuum und einem Leuchtschirm mit einer so hohen positiven Spannung gegen den Emitter, daß die von der Spitze radial emittierten Elektronen ein um den Faktor Schirmradius zu Spitzenradius vergrößertes Bild entwerfen. Das Emissionsmuster ist direkt mit der Kristallstruktur korreliert, da der Emissionsstrom sich stark mit der Austrittsarbeit ändert und diese wiederum vom interatomaren Abstand abhängt. Normalerweise sind alle Kristallrichtungen in einem FE-Bild vertreten.

Die Feldemissionsbilder vieler Metalle sind bekannt, wobei es mehr oder weniger große Mühe macht, saubere FE-Bilder zu erhalten, je nachdem, welche physikalischen und chemischen Eigenschaften der Emitter hat. Es sind die verschiedensten Verfahren entwickelt worden, um die Spitzen zu reinigen, z.B. Glühen im Vakuum oder in H_2 -Atmosphäre, Felddesorption, Ionenbombardement. Viele Materialien, so die hier untersuchten, können nur durch Aufdampfen auf eine feine Spitze aus wider-

standsfähigem Material, meist Wolfram, untersucht werden. Die Empfindlichkeit der FE gegenüber Adsorbaten ist sehr hoch und kann beispielsweise für Vakuumbestimmungen und zur Untersuchung von Adsorbaten herangezogen werden.

Man kann eine Spinpolarisation bei Feldemissionselektronen erwarten, wenn Elektronen aus spinaufgespaltenen elektronischen Zuständen emittiert werden, wie sie in den ferromagnetischen Materialien vorliegen. Man erwartet davon Aufschluß über die magnetischen Eigenschaften und über den Emissionsprozeß. Die ESP bei FE kann untersucht werden auf folgende Abhängigkeiten hin:

- a) **Emittermaterial**
- b) **Oberflächenbeschaffenheit (z.B. Kristallstruktur, Störstellen, Versetzungen, Fremdatome, Adsorbate)**
- c) **Schichtdicke und Substratmaterial (bei Aufdampfschichten)**
- d) **Magnetisierung, ggf. magnetische Vorgeschichte**
- f) **Feldemissionsstrom bzw. elektrische Feldstärke**
- g) **Emissionswinkel, d.h. Kristallrichtung, in der die Emission stattfindet**
- h) **Energie der emittierten Elektronen**

Diese verschiedenen Abhängigkeiten konnten bis heute nur teilweise gemessen werden. Um zu reproduzierbaren Meßwerten zu kommen, müssen aber alle Parameter des Emissionssystems möglichst genau bekannt sein.

2.4 Emittermaterialien

Außer den klassischen Ferromagneten Fe, Co, Ni gibt es eine zweite Gruppe von Elementen mit ferromagnetischen Eigenschaften, die schweren seltenen Erdmetalle Gd, Tb, Dy, Ho, Er und Tm. Nachdem es gelang, die einzelnen Elemente in einigermaßen

reiner Form darzustellen, wurden sie in den letzten 20 Jahren eingehend von Physikern, Chemikern und Metallurgen wegen ihrer einzigartigen Eigenschaften untersucht. Kleine Verunreinigungen können die physikalischen Eigenschaften stark verändern (z.B. den Schmelzpunkt und die Sättigungsmagnetisierung). Alle oben aufgeführten seltenen Erden sind silberglänzend, weich, mit dem Messer schneidbar. Die Kristallstruktur ist normalerweise hcp. Alle sind mehr oder weniger toxisch (CRC Handbook of Chemistry & Physics 1976/77).

Die Serie ist gekennzeichnet durch das schrittweise Auffüllen der 4f-Schale. Die magnetischen Momente sind stark lokalisiert. Der Radius der 4f-Schale ist ungefähr ein Zehntel des Ionenabstandes, so daß eine direkte Überlappung der 4f-Orbitalen zwischen den Nachbarn vernachlässigbar ist. Der Austausch geschieht über die freibeweglichen drei Leitungselektronen pro Atom, die durch ihre Polarisation die 4f-Spins ausrichten.

Die magnetischen Strukturen der seltenen Erden zeigen eine große Vielfalt. Sie besitzen in der Regel zwei magnetische Übergänge: Unterhalb der Néel-Temperatur T_N stellt sich eine antiferromagnetische Spiralenstruktur ein, die durch die Heisenberg-Austauschwechselwirkung begünstigt wird. Kühlt man weiter ab, so wird diese Austauschwechselwirkung durch Kristallanisotropieeffekte überdeckt, die eine ferromagnetische Ordnung bevorzugen. So tritt bei Temperaturen $T_C < T_N$ eine ferromagnetische Ordnung auf bzw. erhält die Spiralstruktur eine ferromagnetische Komponente.

Das magnetische Gesamtsystem wird wegen der großen Spin-Bahn-Kopplung durch Änderung des Kristallgitters viel stärker beeinflusst als z.B. bei den 3d-Übergangsmetallen. Jeder Gittereffekt, z.B. Spannung, Verzerrung, Anisotropie, wirkt sich deutlich und direkt auf den Bahnmomentanteil aus und wegen der starken Spin-Bahn-Kopplung auf das Gesamtmoment.

Da die Anisotropieenergien durch ein äußeres Magnetfeld beeinflusst und geändert werden können, lassen sich durch ein äußeres Feld magnetische Übergänge vom Antiferromagnetismus zum Ferromagnetismus induzieren, eine Erscheinung, die man nach Néel Metamagnetismus nennt und die bei allen oben aufgeführten seltenen Erdmetallen außer Gd auftritt. Zusammenfassende Darstellungen der Eigenschaften der seltenen Erden sind zu finden bei G. Will (1968 und 1971), K.N.R. Taylor und M.I. Darby (1972), K.J. Elliott (1972), J.J. Rhyne und T.R. McGuire (1972).

Eine weitere Gruppe unkonventioneller magnetischer Materialien bilden die ferromagnetischen Halbleiter, von denen als erstes Europiumoxid 1961 von B.T. Mathias, R.M. Bozorth und H.J. van Vleck entdeckt wurde. Nur EuO und das ein Jahr später entdeckte EuS sollen hier betrachtet werden. Das magnetische Moment wird von den 4f-Elektronen des Eu^{++} -Ions gebildet. Die 4f-Schale ist mit 7 Elektronen gerade zur Hälfte besetzt. Die inneratomare Hund'sche Kopplung ergibt einen $^8\text{S}_{7/2}$ -Grundzustand mit Gesamtspin $S = 7/2$ bei verschwindendem Bahndrehimpuls. Der Magnetismus läßt sich gut mit dem Heisenbergschen Modell beschreiben. Die Materialien zeigen zahlreiche außergewöhnliche magnetische, optische und elektrische Effekte. Es sei auf die Monographien von S. Methfessel und D.C. Mattis (1968), C. Haas (1970), I.G. Austin und D.C. Elwell (1970), P. Wachter (1972) und W. Zinn (1976) verwiesen. Die Curietemperaturen beider Materialien sind hoch (EuO : $T_c = 69.4 \text{ K}$, EuS : $T_c = 16.5 \text{ K}$) und können durch Dotierungen noch weiter erhöht werden, bei EuS auf den zehnfachen Wert des reinen Materials. Beide haben hochsymmetrische NaCl-Struktur und sind in trockener Luft relativ stabil. Aufgrund ihres einfachen Aufbaus sind sie für Aufdampfschichten besonders geeignet.

Die wichtigsten der im Zusammenhang mit den Experimenten interessierenden Eigenschaften der verwendeten Emitttermaterialien sind in Tabelle I aufgeführt, einschließlich des Substratmaterials Wolfram, das den höchsten Schmelz- und Siedepunkt

TABELLE I: EIGENSCHAFTEN DER EMITTERMATERIALIEN

A) Struktureigenschaften

Material	Schmelzpunkt (°C)	Siedepunkt (°C)	Kristallstruktur (bei 25°C)	Gitterkonstanten (bei 25°C) a (nm) c	
W	3410	5660	bcc	0.316	
Gd	1313	3266	hcp	0.363	0.578
Tb	1356	3123	hcp	0.360	0.570
Dy	1412	2562	hcp	0.359	0.565
Ho	1474	2695	hcp	0.358	0.562
Er	1529	2863	hcp	0.356	0.559
Tm	819	1194	hcp	0.354	0.556
Eu	822	1597	bcc	0.458	
EuO	1980	?	fcc	0.458	
EuS	2560	?	fcc	0.597	

B) Magnetische Eigenschaften

Material	Ordnung bei 0 K	Curie-Weiß-Temp. T_c (K)	Neéltemp. T_N (K)	magn. Sättigungspolarisation $J_0(T)$ b. 0 K
Gd	ferro	293.1		2.75
Tb	ferro	216	Spirale	ca. 3.5
Dy	ferro	87	Spirale	3.75
Ho	ferro Spirale	19.4	Spirale	ca. 3.8
Er	ferro Spirale	20	Spirale/osz.	ca. 3.1
Tm	anti-Phase metamagnetisch	38	oszillierend	ca. 2.7
Eu	antiferromagnetisch unter 94 K			-
EuO	ferro	69.4	$\theta = 74.2$	2.43
EuS	ferro	16.5	$\theta = 18.2$	1.55

aller Metalle hat. Aus W können leicht FE-Spitzen hergestellt werden, die auch einfach gereinigt werden können, um die bekannten FE-Bilder zu erhalten. Es sei noch erwähnt, daß kommerzielles Wolfram, wie auch das bei diesem Experiment verwendete, sehr spröde ist und nur mit Schwierigkeiten bearbeitet werden kann, während extrem reines W (6 N) leicht gesägt, geschmiedet und gesponnen werden kann (CRC Handbook of Chemistry & Physics 1976/77).

2.5 Prinzip des Polarisationsapparates

Das Grundprinzip der in dieser Arbeit verwendeten Apparatur ist einfach, wie Fig. 1 zeigt: Man schafft sich eine Quelle polarisierter Elektronen in einer FE-Spitze und extrahiert diese Elektronen durch ein starkes elektrisches Feld $\vec{E}$. Es sei ein kartesisches Koordinatensystem so gelegt, daß die Spitze in z-Richtung zeigt, x sei nach oben und y aus der Zeichenebene heraus gerichtet.

Das Magnetfeld $\vec{B}$ zur Ausrichtung der Spins sei parallel zum E-Feld in -z-Richtung. Wenn die ESP positiv ist, zeigt der Polarisationsvektor $\vec{P}$ in die gleiche Richtung wie der Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}$ der emittierten Elektronen. Positive Polarisation heißt (siehe 2.1) Majoritätsspins überwiegen im Strahl. Positive longitudinale Polarisation ist die unter den später geschilderten experimentellen Bedingungen im Elektronenstrahl nach der Quelle vorherrschende.

Der Rest der Apparatur dient dem Nachweis der Polarisation. Im Beschleuniger wird nur der Betrag des Geschwindigkeitsvektors vergrößert, sonst ändert sich nichts. Im Wienfilter zeigt das elektrische Feld in x-Richtung, das $\vec{B}$ -Feld in y-Richtung. Der Spin präzessiert um die Magnetfeldrichtung. Durch geeignete Einstellung des $\vec{B}$ -Feldes wird erreicht, daß der Elektronenspin nach Verlassen des Wienfilters in x-Richtung zeigt, der Geschwindigkeitsvektor zeigt weiterhin in z-Richtung. Es folgt

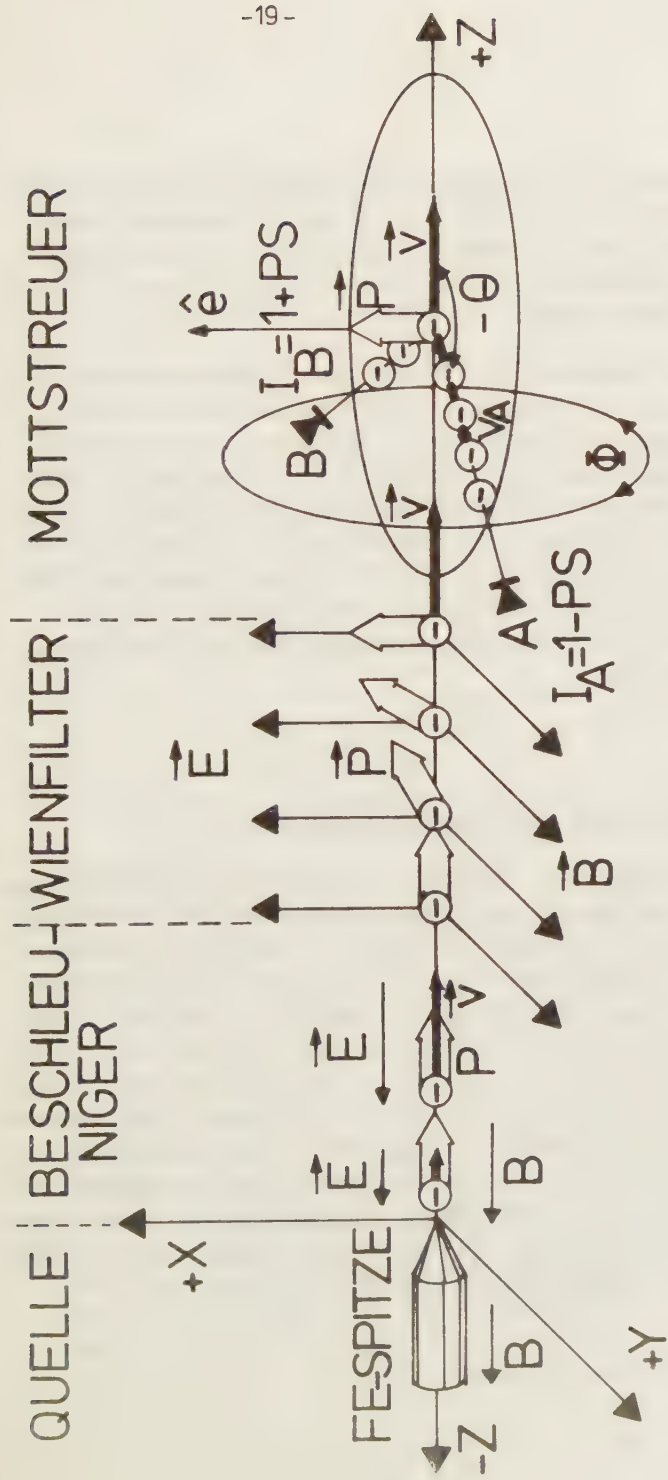


FIG.1: PRINZIP DER APPARATUR

in der Mottkammer die Streuung am Goldtarget. Die um 120° gestreuten Elektronen werden in zwei diametral gegenüberliegenden Detektoren A und B gezählt, wobei A in der angegebenen Position bei positiver ESP mehr zählt, bei $P = 1$, d.h. + 100 % Polarisierung fast doppelt so viel wie B.

Man kann diese Apparatur als Kombination eines Polarisationsapparates und eines Polarimeters für Elektronen auffassen. Die Geradlinigkeit der Apparatur erleichtert die mechanische Justierung. Eine Schwierigkeit bei den Versuchen ist die Herstellung und Aufrechterhaltung eines in allen Parametern definierten Emissionssystems, eine zweite ist die Strahlerzeugung in dem elektronenoptischen System, da sowohl elektrische als auch magnetische Felder in Spitzennähe vorhanden sind. Die Fehlerquellen beim Polarisationsnachweis werden im nächsten Abschnitt behandelt.

2.6 Fehlerquellen beim Polarisationsnachweis

Da es nicht möglich ist, apparative Asymmetrien vollständig zu eliminieren, muß danach getrachtet werden, die Fehlereinflüsse durch konstruktive Maßnahmen so klein wie möglich zu halten oder durch zusätzliche Messungen (z.B. Rotation der Detektorstrebene um die Strahlachse) zu eliminieren bzw. durch Testmessungen Eichkurven aufzustellen, um die Einflüsse bei der Auswertung berücksichtigen zu können. Es ist nicht nur möglich, daß durch instrumentelle Asymmetrien Polarisierung vorgetäuscht wird, die gemessene Polarisationsasymmetrie ist im allgemeinen kleiner, als der theoretischen Shermanfunktion entspricht, da immer auch "falsche" Elektronen mitgemessen werden, die im allgemeinen viel weniger oder gar nicht polarisiert sind, so daß die gemessene Asymmetrie erst korrigiert werden muß.

Im einzelnen sind folgende Fehlereinflüsse zu beachten:

A) Fehler in der Streugeometrie

1. Strahlgeometriefehler (siehe z.B. van Klinken 1966)

a) Inhomogenitäten im Strahl: Vermeidung durch Auswahl geeigneter Teile des Elektronenstrahls.

b) Schräger Strahl oder Strahlversetzungen bezüglich der Rotationsachse des Mottstreuers: Diese Fehler können durch "Nullmessungen" mit einer Streufolie aus Atomen mit niedrigem Z eliminiert werden. Gemäß der Tabellen der Shermanfunktion (s.o.) ist z.B. die Asymmetrie für Al nur ca. 7 % von der von Gold bei den gewählten Streudaten. Wenn man die Goldfolie durch eine Alufolie ersetzt, wird die Asymmetrie aufgrund der Polarisierung auf weniger als 10 % von der originalen Goldasymmetrie reduziert, während die Schrägstrahlasymmetrie gleich bleiben sollte. Da aber der differentielle Wirkungsquerschnitt von Al ca. 100 mal kleiner ist als der von Gold, müssen sehr viel dickere Al-Folien benutzt werden, um vergleichbare Intensitäten zu erhalten. In diesen dicken Al-Folien ist aber die Viel- und Mehrfachstreuung wesentlich häufiger und daher ist die Winkelverteilung der gestreuten Elektronen unterschiedlich im Vergleich zur Goldfolie. Daraus folgt, daß bei einem unpolarisierten, schräg einfallenden Strahl für Gold eine andere Asymmetrie gemessen wird als für Al, und zwar ist die Asymmetrie bei Alu größer als bei Gold. Der Korrekturfaktor muß experimentell für die verwendete Streugeometrie bestimmt werden. Das kompliziert die qualitative Beseitigung der instrumentellen Asymmetrien. Diese Schwierigkeit kann umgangen werden durch geeignete Strahlführung durch Blenden, die größere Asymmetrien unmöglich macht, durch Justierung der Anordnung und durch Korrektur des Elektronenstrahls, bis die Asymmetrie für unpolarisierte Elektronen nahezu 1 ist. Für die restlichen kleinen Abweichungen

werden durch Testmessungen Korrekturwerte erstellt. Fehler dieser Art können auch durch elektrische oder magnetische Störfelder erzeugt werden, die aber durch konsequente magnetische Abschirmung und Vermeidung von elektrostatischen Aufladungen von Isolatoren im Bereich des Elektronenstrahls eliminiert werden können.

2. Geometriefehler der Meßanordnung

- a) verschiedene Raumwinkel der Zähler: Vermeidung durch mechanische und optische Justierung
 - b) Inhomogenitäten in der Streufolie: Auswahl geeigneter Folien(teile)
- B) Falsche Elektronen (siehe z.B. Eckstein 1970)

1. Folieneinfluß

- a) Schichtdickeneinfluß: Durch Kleinwinkelvielfachstreuung und Mehrfachstreuung wird die Detektorempfindlichkeit $S_{\text{eff}}(d)$ mit wachsender Foliendicke d erniedrigt. Es gilt für nicht zu große Schichtdicken ($d = 500 \mu\text{g} / \text{cm}^2$):

$$S_{\text{eff}}(d) = S_0 / (1 + \alpha d) \quad (14)$$

S_0 ist die theoretische Shermanfunktion für Foliendicke $= 0$, α die spezifische Depolarisation. Da bei konstanter Polarisation die Asymmetrie $A(d)$ proportional $S(d)$ ist, liefert eine Auftragung von A^{-1} als Funktion von d (mehrere Goldfolien) eine Gerade, deren Steigung gleich α ist. Damit kann für jede verwendete Folie auf Foliendicke $= 0$ extrapoliert werden.

- b) Einfluß der Trägerfolien: Streuung in der Trägerfolie erniedrigt auch S . Elimination möglich durch freitragende Folien bzw. Verwendung von sehr dünnen Trägerfolien mit weniger als 1 % Streuuntergrund.

2. Untergrundrückstreuung im Streugefäß: Dieser Einfluß kann durch große Abmessungen und geeignete Gestaltung des Streutopfes, elektronische Unterdrückung der nicht elastisch gestreuten Elektronen, Kollimatoraufsätze auf den Detektoren zur Begrenzung der eingesehenen Raumwinkel sehr klein gehalten werden.

C) Fehler in der Nachweiselektronik:

1. Unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeiten in den Detektoren und Zählerkanälen: Elimination durch Messung mit Rotation der Zähler und durch Nullmessung mit Alufolie.
2. Veränderung der Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Zählrate:
 - a) Totzeiteffekte
 - b) Änderung der Impulsverteilung
 - c) Dynamische Effekte durch Zeitkonstanten

Diese Einflüsse können durch geeignete Elektronik kleingehalten werden, wenn die Zählraten nicht zu groß sind. Die Effekte werden bei der Beschreibung der Elektronik erläutert.

D) Ungenauigkeit der Shermanfunktion:

Vergleicht man die Rechnungen und Messungen der Shermanfunktion S_0 für $Z = 79$, $W = 100$ keV und $\theta = 120^\circ$ (s. Literaturangaben von W. Eckstein 1970), so erhält man einen mittleren absoluten Fehler ΔS_0 von ca. ± 0.011 , so daß bei sehr hohen Polarisationswerten eine Unsicherheit von ± 3 % besteht.

- E) Statistischer Fehler: Dieser Fehler kann meist durch Erhöhung der Intensität bzw. Ausdehnung der Meßzeit kleingehalten werden. Oft wird dieser Fehler in der Literatur als einziger bei den Polarisationsmessungen angegeben.

3. APPARATUR UND EXPERIMENTELLE TECHNIK

3.1 Gesamtaufbau

Fig. 2 zeigt die Übersicht über den Aufbau der Apparatur. Sie besteht - wie schon gesagt - aus zwei Hauptteilen, der Elektronenquelle und dem Polarisationsdetektor. Die für den Nachweis nötige hohe Elektronenenergie von 100 keV kann auf zwei Arten erreicht werden. Entweder ist die Quelle auf Erdpotential und der Mottstreuer liegt auf einer Spannung von +100 kV, oder die Quelle liegt hoch und der Mottdetektor ist auf Erdpotential. Die zweite Möglichkeit wurde gewählt, da sie den Vorteil bietet, daß der Nachweis während der Messungen zugänglich ist und besser justiert werden kann. Wird an der Quelle manipuliert, wird sowieso nicht gemessen und die Hochspannung kann ausgeschaltet werden. So sind immer die Teile zugänglich, an denen gearbeitet wird, was bei der ersten Möglichkeit nicht der Fall ist, wo die Quelle zwar immer zugänglich ist, der Nachweis aber im Betriebszustand nie.

Diese Wahl bedingt aber einen etwas größeren technischen Aufwand. Der Kryostat, in dem sich die Quelle befindet, muß mit dem ganzen Versorgungssystem auf Hochspannungsisolatoren aufgebaut werden, wozu 4 Porzellanisolatoren von 50 cm Höhe für den Kryostaten und 4 für die Versorgungsgerätekonsole dienen. Der Kryostat selbst hat eine Höhe von 90 cm und einen Durchmesser von 30 cm. 4 Zeiss-Isoliertrafos von je 450 W dienen zur Versorgung einer Öldiffusionspumpe unter dem Kryostaten und einer Turbomolekularpumpe unter dem daran anschließenden Kreuzstück, in dem sich das Ausblendsystem befindet, das gleichzeitig als Druckstufe dient. Außerdem werden damit die Hochspannungsgeräte zur Erzeugung der Emissionsspannung und der Beschleunigungsspannungen, das Netzgerät für die Supraleitungsspule und die Meßgeräte versorgt.

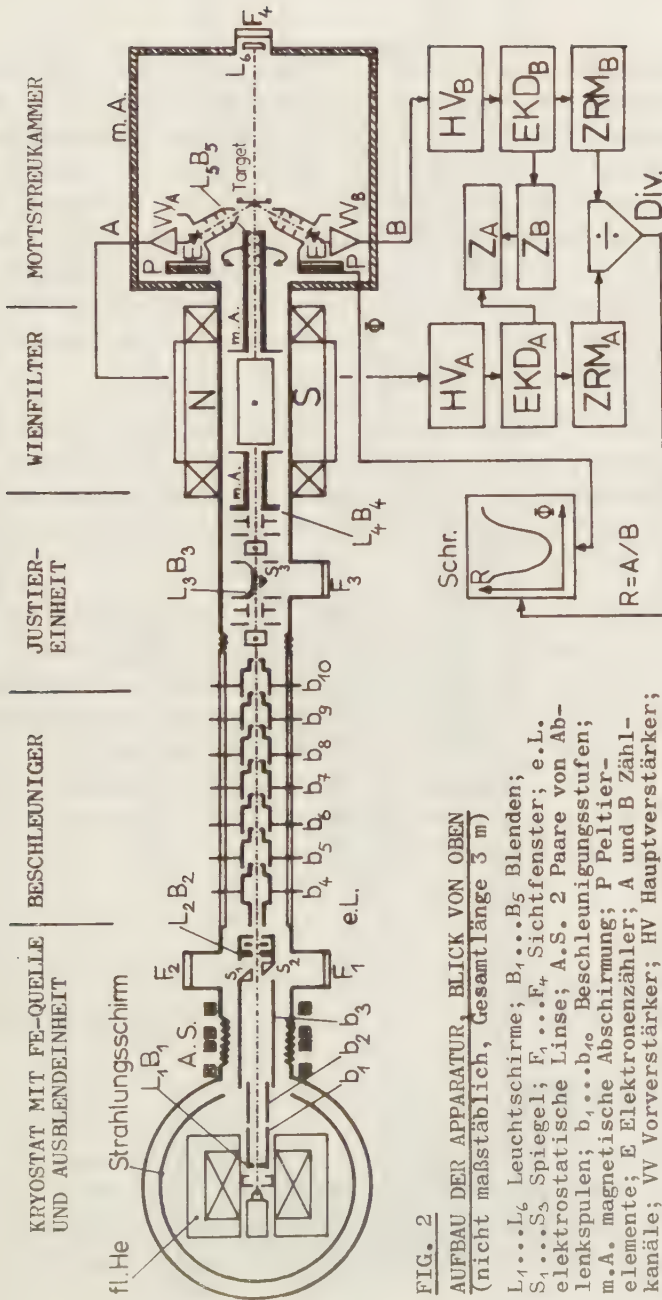


FIG. 2

AUFBAU DER APPARATUR, BLICK VON OBEN
(nicht maßstäblich, Gesamtlänge 3 m)

$L_1 \dots L_6$ Leuchtschirme; $B_1 \dots B_5$ Blenden;
 $S_1 \dots S_3$ Spiegel; $F_1 \dots F_4$ Sichtfenster; e.L.
elektrostatische Linse; A.S. 2 Paare von Ab-
lenkspulen; $b_1 \dots b_{10}$ Beschleunigungsstufen;
m.A. magnetische Abschirmung; p Peltier-
elemente; E Elektronenzähler; A und B Zähl-
kanäle; VV Vorverstärker; HV Hauptverstärker;
EKD Einkanal diskriminatoren; ZRM Zählraten-
messer; Div. Dividierer; Schr. XY-Schreiber.

Die Pumpenkühlung wird durch zwei Kühlaggregate auf Erdpotential bewerkstelligt, die durch hochdruckfeste, elektrisch isolierende Nylonschläuche mit den Verdampfern auf Hochspannung verbunden sind. Über Wärmetauscher werden damit die Pumpen auf die vorgeschriebene Temperatur gekühlt. Die Vorvakuumpumpe befindet sich auf Erdpotential, angeschlossen an das Vakuumsystem auf Hochspannung über ein großkalibriges Glasrohr, das durch eine zwischengeschaltete kleine Öldiffusionspumpe auf Erdpotential auf 10^{-5} mbar ausgepumpt wird, um Hochspannungsentladungen zu vermeiden.

Der Nachweisteil hat sein eigenes Pumpsystem. Beide Teile der Apparatur werden durch den Beschleuniger verbunden, hinter dem sich ein Vakuumabsperrenteil befindet, um beide Systeme getrennt auspumpen zu können. Der Nachweisteil kann bezüglich der Quelle justiert werden.

Die Gesamtlänge der Apparatur ist ca. 3 m. Der Elektronenstrahl legt von der Spitze bis zum Target eine Wegstrecke von 210 cm zurück. Es wurden, soweit möglich, Conflat-Flansche mit Kupferdichtungen verwendet, am Kryostaten teilweise Indiumdichtungen. Eine Spule an der Decke des Raumes, in dem sich die Apparatur befindet, kompensiert die Vertikalkomponente des Erdfeldes. Sie besteht aus 3 Windungen mit 2 cm^2 Kupferquerschnitt, versorgt über ein 4V/120A-Gerät.

3.2 Elektronenquelle

3.2.1 Emissionskopf

Die Elektronenquelle befindet sich in der horizontalen Bohrung von 27 mm $\varnothing$ einer Supraleitungsspule, die Felder von 7 T bei 60 A zu erzeugen gestattet. Fig. 3 zeigt den Emissionskopf, der aus einer Reihe von Einheiten besteht und im Inneren die

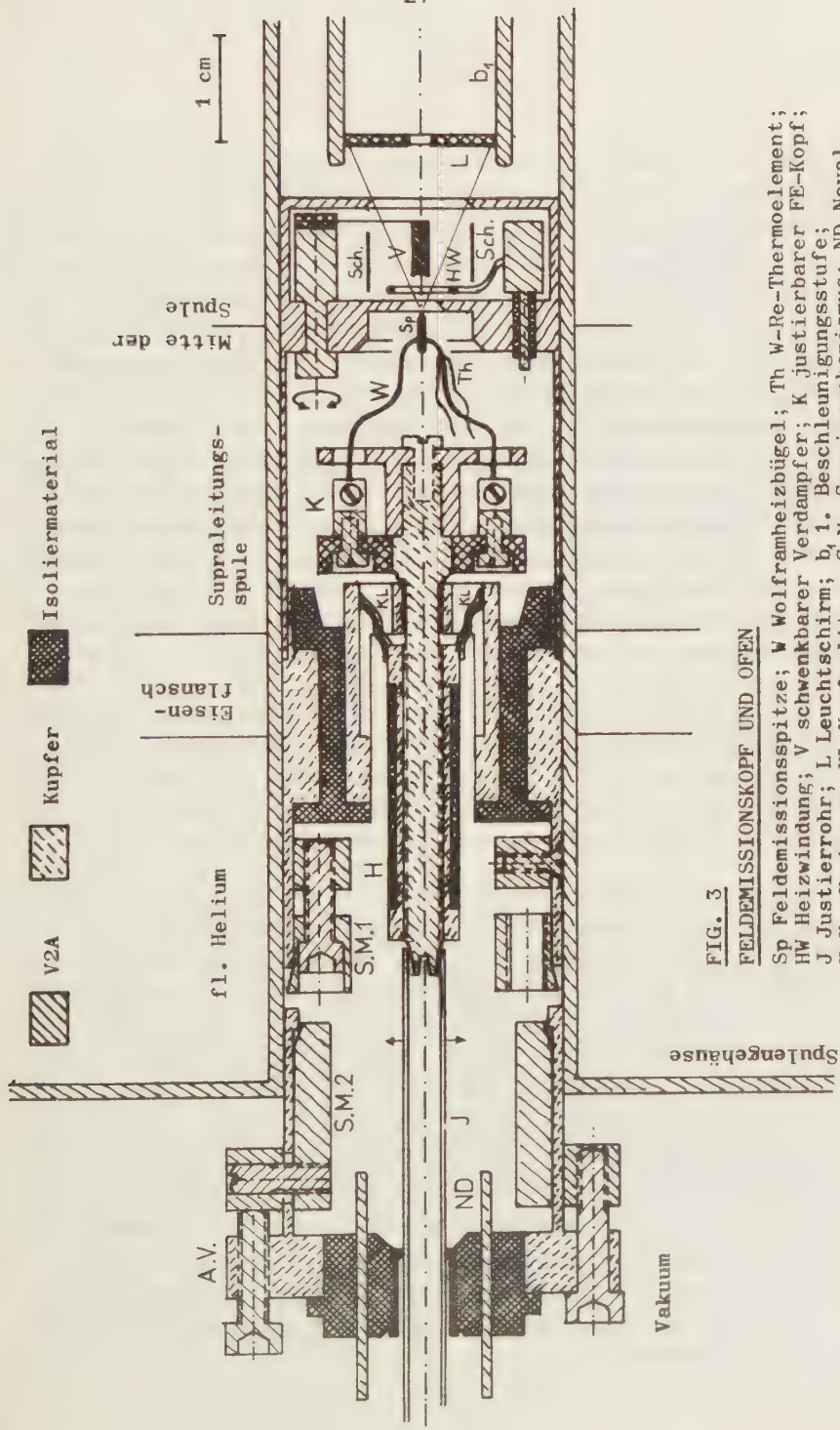


FIG. 3

FELDEMISSIONSKOPF UND OFEN

Sp Feldemissionsspitze; W Wolframheizbügel; Th W-Re-Thermoelement; HW Heizwindung; V schwabenkerzen Verdampfer; K justierbarer FE-Kopf; J Justierrohr; L Leuchtschirm; b₁ Beschleunigungsstufe; H Kopfheizung; KL Kupferlitze; S.M. Spreizmechanismus; ND Noval-durchführung; A.V. Abfangvorrichtung auf He-Temperatur

FE-Spitze enthält. Diese Wolframspitze ist auf einem W-Heizbügel von 0,2 mm Ø aufgepunktet, der wiederum auf einer Keramikscheibe befestigt ist. Die Bearbeitung der Keramikscheibe wurde durch eine Ultraschallbohrmaschine (eigene Entwicklung) bewerkstelligt. Die Keramikscheibe ist an einem Kupferstab befestigt, der schwenkbar in dem äußeren festen Kupferteil gelagert ist. An dem Kupferstab ist noch eine Heizwicklung untergebracht zur Temperaturveränderung des ganzen Kopfteiles. Auf der Keramikscheibe ist der Temperatursensor untergebracht, ein zweiter Temperatursensor ist ein W-Re-Thermoelement neben der FE-Spitze. Eine V2A-Abdeckplatte (mit Bohrungen für Spitze und Thermoelement) sorgt dafür, daß beim Aufdampfen keine Kurzschlüsse entstehen. Der Ofen sitzt knapp vor der Spitze und bildet mit dem Emissionskopf, mit dem er durch ein dünnes V2A-Rohr verbunden ist, eine Einheit und wird mit diesem aus- und eingebaut.

Über ein Gestänge, bestehend aus 3 V2A-Röhrchen, ist die vorjustierte Spitze bezüglich der Magnetfeldachse unter Vakuum ausrichtbar um $\pm 0,5$ mm in x- und y-Richtung. Die Bewegung ist einstellbar an einem Mikrometerschlitten, der über einen Federbalg und ein Isolierrohr im Vakuum das Gestänge bedient.

Trotz der Justierbarkeit muß die Spitze thermisch verbunden sein mit dem Heliumbad bei gleichzeitiger guter elektrischer Isolation. Der Leckstrom muß klein sein gegen den Feldemissionsstrom; an die Spitze müssen Spannungen von +10 kV bis -15 kV gelegt werden können. Diese Isolation wird erreicht durch eine Schicht aus sehr hochohmigem, aber gut wärmeleitendem Epoxid. Der Wärmekontakt von der Spitze zu dieser Schicht erfolgt mit einer Kupferlitze. Von der Schicht nach außen zur Wand der Magnetbohrung wird die Wärmeableitung durch ein geschlitztes Kupferrohr erreicht, das durch einen Spreizmechanismus beim Einbau an das Rohr gedrückt wird, der aber für den Ausbau wieder leicht gelöst werden kann. Die elektrischen Zuleitungen zur Spitze, zu den Temperatursensoren und zum Aufdampfofen sind einmal auf He-Temperatur abgefangen, ein zweites Mal auf Stickstofftemperatur.

3.2.2 Versorgungssystem

Der Kryostat hat während der Messungen eine Spannung von -100 kV. Die Spitze liegt noch um die Emissionsspannung niedriger als der Kryostat. Meist erfolgt die Emission bei 1...3 kV. Die Geräte, die auf Emitterpotential liegen, sind nochmal in einem zusätzlichen, isolierten und abgeschirmten Kasten untergebracht, wieder mit einem Isoliertrafo versorgt. Dazu gehören das Digitalelektrometer zur Messung des Spitzenstromes, die Kapazitätsmeßeinrichtung für den Temperatursensor, das Digitalvoltmeter zur Ablesung der Thermospannung, das Versorgungsgerät für die Emitterheizung und der Spitzenvorwiderstand zur Strombegrenzung (exponentielle Kennlinie der FE-Diode!).

Es mußte auf möglichst kapazitätsarmen Aufbau geachtet werden, da bereits Energien im mJ-Bereich ausreichen, um die Spitze zu zerstören (z.B. bei Spannungsänderungen infolge von Hochspannungsüberschlägen). Die Kapazität Emissionskopf-Kryostat ist 80pF, die Gesamtkapazität Kryostat-Versorgungskasten 200pF. Der Emissionskopf wird über eine bis 20 kV hochspannungsfeste Noval-Durchführung versorgt.

3.2.3 Spitzenherstellung

Der Träger der Spitzen ist ein etwa 30 mm langer, haarnadelförmig gebogener W-Bügel mit einer Drahtstärke von 0,2 mm. Nach dem Aufpunkten der Spitze und des Thermoelementes (s. Kap. 3.2.6) wird der Bügel im Hochvakuum ausgeglüht, um die beim Ätzen störende Graphitschicht auf dem Wolfram zu entfernen, um die im Draht durch das Biegen und Punkten entstandenen inneren Spannungen zu beseitigen und um größere Kristallite im Spitzenmaterial zu erhalten.

Danach wird die Wolframspitze in konzentrierter Kalilauge elektrolytisch geätzt. Es wird mit Gleichstrom aus einer 12V-Quelle geätzt. Die Ätzanlage besteht aus dem Ätzgefäß und einer

elektronischen Schaltung zur automatischen Unterbrechung des Ätzvorgangs. Den schematischen Aufbau zeigt Fig. 4. Um Schwankungen des Flüssigkeitsspiegels durch Blasen an der Kathode auszuschließen, ist das Ätzgefäß zweigeteilt. Zur Schwingungsdämpfung dient Glaswolle im Verbindungskanal der beiden Gefäßteile.

Der Anfangsstrom wird mit P_2 auf 30...50 mA eingestellt. Der Strom sinkt langsam, da die Oberfläche des eingetauchten Drahtstücks abnimmt. Damit die Endabschaltung funktioniert, muß die Länge des eingetauchten Drahtstückes mindestens 5 mal so lang sein wie sein Durchmesser, also mehr als 1,3 mm für einen Draht von 0,25 mm $\varnothing$. An der Oberfläche ist die Ätzwirkung am größten. Es entsteht eine Einschnürung. Beim Weiterätzen wird der Draht durchgeätzt und es fällt ein Stück des Drahtes ab. In diesem Moment soll der Strom ausgeschaltet werden, da dann die Spitze am feinsten ist. Die in diesem Augenblick auftretende große Stromänderung wird zur elektronischen Abschaltung ausgenützt, da sich dann die Spannung U_a , die am P_2 abfällt, stark ändert; sie wird positiver.

Die Schaltung wird durch kurzzeitiges Vergrößern von U_{ref} gestartet: P_1 wird verdreht, bis das Reedrelais schließt, dann wird P_1 langsam zurückgedreht, damit die Automatik nicht anspricht, und zwar auf einen durch Vorversuche zu ermittelnden Wert, wo das Relais gerade noch nicht abfällt. Über das RC-Hochpaßglied entsteht am nicht invertierenden Eingang des Operationsverstärkers im Moment des Abfallens ein Spannungsimpuls, der U_{ref} übersteigt. Die Ausgangsspannung steigt (von ca. -12 V), unterstützt durch die Mitkopplung über den 10 k Ω -Widerstand, auf ca. +12 V an, das Relais fällt ab und unterbricht den Ätzstrom, der solange unterbrochen bleibt, bis die Schaltung wieder gestartet ist. Diese einfache Schaltung dient also gleichzeitig als Spannungskomparator, Differentiator, Schmitt-Trigger, bistabile Kippstufe und als Relaisstreiber.

Die durch Gleichstromätzen erhaltenen Spitzen sind kurzschäftig. Der Durchmesser nimmt an der Stelle, wo sich beim Ätzen

FIG. 4

SPITZENÄTZ-
APPARATUR

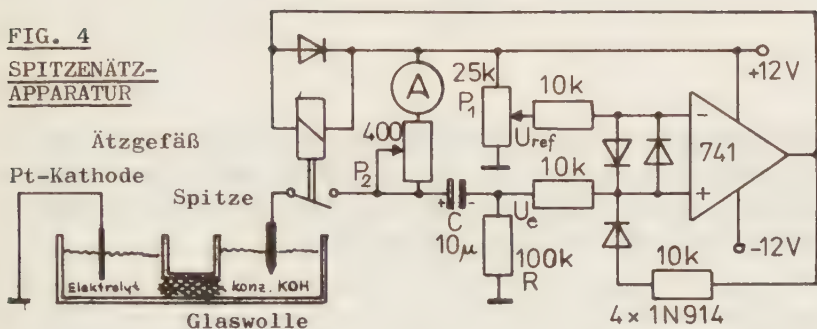
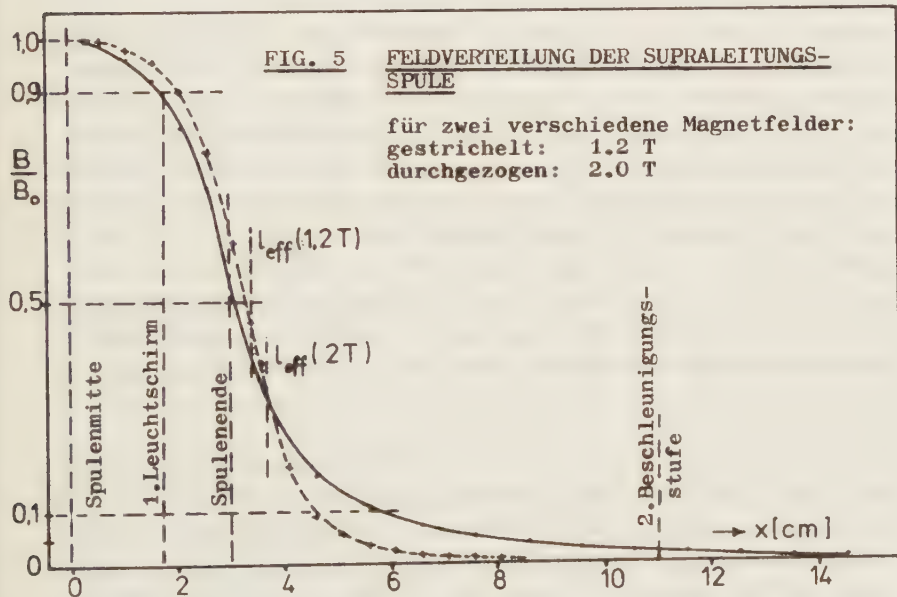


FIG. 5

FELDVERTEILUNG DER SUPRALEITUNGS-
SPULE

für zwei verschiedene Magnetfelder:
gestrichelt: 1.2 T
durchgezogen: 2.0 T



C [nF]

120

100

80

60

40

20

0

FIG. 6

EICHKURVE EINES
KONDENSATORCHIPS

Typ UAZ 905 DE

T [K]

0

50

100

150

200

250

300

die Flüssigkeitsoberfläche befunden hat, stark ab, um dann in eine sehr schlanke Spitze auszulaufen, deren Kegelwinkel immer kleiner wird. Die Spitzen sind meist so fein, daß sie im Lichtmikroskop nicht mehr aufgelöst werden können.

3.2.4 Aufdampföfen

Direkt vor der Spitze ist der kleine Ofen zur Herstellung der Aufdampfschichten angeordnet (s. Fig. 3 in Kap. 3.2.1). Diese Anordnung hat den Vorteil, daß die Apparatur fast nicht verunreinigt wird (nur der FE-Kopf, der Ofen selbst und der Leuchtschirm), aber den Nachteil, daß die Aufdampfraten schlecht kontrolliert werden können, so daß Aussagen über die auf der Spitze erzielten Schichtdicken kaum möglich sind. Allgemein sind die Aufdampfraten so hoch, daß in 10...30 sec Schichtdicken von 10...100 nm erreicht werden. Kurze Aufdampfzeiten sind nötig, da die entstehende Wärme durch das fl. Helium abgeführt werden muß und daher die Wärmeproduktion möglichst gering sein soll.

Bei den meisten Messungen wurde ein Verdampfer aus Tantalblech von 1 mm Ø und 5 mm Länge verwendet, der zum Aufdampfen vor die Spitze geschwenkt werden konnte. Das Ein- und Ausschwenken erfolgt über zwei Bronzedrähte mit Hilfe einer Drehdurchführung. Die Heizung des Verdampfers erfolgte durch Elektronenbeschuß. Dazu wurden mit einer stationären Heizwicklung dicht über der Bohrung, hinter der sich die FE-Spitze befindet, aber nicht einsehbar von dieser, Elektronen erzeugt. Der Verdampfer liegt gegenüber der Heizwicklung auf einer positiven Spannung von einigen 100 V, wobei meist ein Anodenstrom von ungefähr 20 mA fließt, begrenzt durch einen Schutzwiderstand.

Die einzelnen untersuchten Materialien verdampfen sehr unterschiedlich (s.z.B. J.F. Nachmann und C.E. Lundin 1962). Es sind Temperaturen von 1000 bis 2200°C erforderlich. Die optimalen Aufdampfbedingungen wurden jeweils durch Versuchsreihen

ermittelt. Außer der Aufdampftrate und -zeit ist noch sehr wichtig die Substrattemperatur, also die Temperatur der Spitze während des Aufdampfens. Diese wird durch den Bügelheizstrom eingestellt und mit dem Thermoelement kontrolliert. Meist ist noch nach dem Aufdampfen ein Tempern der Spitze bei bestimmten Temperaturen für eine gewisse Zeit erforderlich, bevor Polarisationswerte gemessen werden können.

Für einen Teil der Messungen wurde ein Doppelofen verwendet (z.B. für alle EuS-Messungen). In der axialen Bohrung eines V2A-Zylinders befindet sich die Spitze. Links und rechts davon sind zwei stationäre Verdampfer angeordnet (um ein gleichmäßiges Bedampfen zu erreichen), die sich samt Heizwindung und Abschirmung in radialen Bohrungen von 10 mm $\varnothing$ befinden.

3.2.5 Magnetfelderzeugung

Am Boden des Helium-Vorratsgefäßes ist das Spulengehäuse mit der Supraleitungsspule angeflanscht. Die Supraleitungsspule liegt waagrecht und hat einen Innendurchmesser von 30 mm $\varnothing$, einen Außendurchmesser von 150 mm und eine Länge von 80 mm. Die beiden letztgenannten Maße sind einschließlich des 1 cm dicken Weicheisenmantels und der Weicheisenflansche gerechnet. Diese Weicheisenkapselung soll einen raschen Abfall des Magnetfeldes außerhalb der Spule bewirken, was aber nur bei kleinen Magnetfeldern wirksam ist und leider den unangenehmen Nebeneffekt hat, daß die Magnetfeldachse beim Verändern des Magnetfeldes sich etwas ändert, da sich Unsymmetrien bei der Herstellung der Spule nicht ganz vermeiden ließen. Die geringe Nichtlinearität des Magnetfeldes in Abhängigkeit vom Spulenstrom im unteren Bereich wirkt sich dagegen nicht aus. Messungen ergaben folgende Relation (auf 3 % genau):

$$1,5 \text{ T} = 100 \text{ Skalenteile} = 11,5 \text{ A}$$

Die Magnetfeldkurve längs der Achse ist bei kleinen Feldern annähernd eine Gaußkurve und wird bei großen Feldern durch

teilweise Sättigung des Eisenverschlusses zu einer Glockenkurve, siehe Fig. 5. Dabei ändert sich die effektive Länge von 3,4 cm bei 1,0 T auf 3,7 cm bei 2,0 T, dabei ist die effektive Länge vom Zentrum der Spule (Ort der Spitze) aus gerechnet.

Das Feld ist in 1,7 cm Abstand vom Zentrum (hier befindet sich der Schirm zum Betrachten der FE-Bilder) auf 90...95 % abgefallen, in 11 cm Abstand auf 0,5...2 % (2. Beschleunigungsstufe der FE-Elektronen von ca. 5 keV auf 10 keV).

Das Spulennetzgerät liefert einen maximalen Ausgangsstrom von 120 A mit einer Stabilität von 0,01 %. Die Regelung des Ausgangsstromes geschieht durch Vergleich der Spannung an einem Meßwiderstand (75 mV Abfall bei 120 A) = Istspannung mit der Sollspannung am Abgriff eines Wendelpotentiometers, mit dem der gewünschte Ausgangsstrom eingestellt wird. Parallel zu diesem Potentiometer wurde nun ein Feldeffekttransistor geschaltet, durch den beim Hochfahren des Stromes die Spannung an der Spule geregelt wird. Dazu wird in einem Spannungskomparator die Spulenspannung mit einer Sollspannung von 1 V verglichen. Wenn die Spulenspannung 1 V überschreitet, wird der FET leitend und erniedrigt den Istwert des Meßwiderstandes. Eine Signallampe zeigt diesen Zustand an, d.h. den Fall, daß das eingestellte Feld noch nicht erreicht ist. Der Sperrwiderstand des FET ist so groß, daß die Genauigkeit des Gerätes nicht beeinflusst wird. Das Hochfahren geschieht somit immer mit maximaler Schnelligkeit und der Spulenstrom kann auch unter Hochspannung einfach verändert werden, ohne daß die Spannungsbegrenzung anspricht. Zur Ablesung des Spulenstroms dient ein Galvanometer der Klasse 0.1.

3.2.6 Temperatureinstellung

Makhańkov et al. untersuchten 1968 die Verwendbarkeit konventioneller Kondensatoren (d.h. Kondensatoren für Anwendung bei

bei Raumtemperatur) als dielektrische Thermometer für tiefe Temperaturen. Als besten Kondensator fanden sie einen, der bei $T = 4,2 \text{ K}$ eine Kapazität von $C = 2.5...3 \text{ nF}$ und ein dC/dT von ca. 20 pF/K hatte. Der besondere Vorteil dielektrischer Thermometer (siehe z.B. L.G. Rubin 1970) ist, daß die Ablesung magnetfeldunabhängig ist, wie später von W.N. Lawless (1971) für Glaskeramik-Kondensatoren eingehend untersucht wurde (s.a. L.G. Rubin und W.N. Lawless 1971). Da diese Thermometer außerdem keine Referenztemperatur benötigen im Gegensatz zu Thermoelementen, wurden auch von uns Keramik-Kondensatoren untersucht. Als sehr geeignet erwies sich ein Keramik-Vielschicht-Kondensator-Chip der Fa. Roederstein (Typ UAZ 905 DE), der bei sehr kleinen Abmessungen ($3 \times 3 \times 2 \text{ mm}^3$) eine Kapazität bei Raumtemperatur von $0.1 \mu\text{F}$ hat. Nach einem Maximum bei ca. 250 K fällt die Kapazität monoton mit sinkender Temperatur ab. Im Bereich $50...200 \text{ K}$ ist $dC/dT = 400 \text{ pF/K}$, zwischen $2,5$ und $7,5 \text{ K}$ immer noch 120 pF/K . Die Eichung von $4,2...273 \text{ K}$ wurde mit einem Kupferkonstantan-Thermoelement, von $2,5...16 \text{ K}$ mit einem Kohle-Widerstandsthermometer, jeweils in besonderen Meßaufbauten gemacht. Leider ist die Abhängigkeit der Kapazität von der Temperatur nichtlinear und die Daten streuen von Kondensator zu Kondensator, so daß jeder Kondensator neu geeicht werden muß. Eine Eichkurve zeigt Fig. 6. Außerdem bestehen diese Kondensatoren aus thermisch nicht kompatiblen Materialien, so daß sie nach ca. $50...100$ Temperaturzyklen unbrauchbar werden.

Für Temperaturänderungen der Spitze bis 200 K kann der ganze FE-Kopf mit einem Heizwiderstand aufgewärmt werden, der in thermischem Kontakt mit der Kupferseele des FE-Kopfes ist.

Für Temperaturmessungen über 300 K (Tempern und Ausheizen der Spitze) wurde ein W-Re-Thermoelement aus 0.1 mm -Drähten benutzt, das nahe der FE-Spitze aufgepunktet ist. Rhenium hat nach Wolfram den höchsten Schmelzpunkt (3180°C). Bei Verwendung der reinen Elemente für Thermoelemente sind die Thermospannungen allerdings nicht ganz reproduzierbar (vgl. G. Haase und G. Schneider 1956 und D.J. Naykuth et al. 1960). Dieses

Thermoelement ist kurzzeitig bis 3000 K verwendbar, wegen der Gefahr der Legierung wird es beim Ausbau der FE-Spitze jeweils mit ausgewechselt. Bei hohen Temperaturen wurden die aus den Thermospannungen ermittelten Temperaturen mit Pyrometermeßwerten verglichen, wobei sich eine befriedigende Übereinstimmung ergab (Meßgenauigkeit 20...50 K). Die hohen Temperaturen wurden durch direkte Heizung des Bügels mit Wechselstrom bis ca. 6 A erreicht.

3.2.7 Vakuumabschätzung

Die Feldemission ist sehr empfindlich hinsichtlich der Oberflächenbeschaffenheit und muß daher in einer UHV-Diode ausgeführt werden. Für die übrige Apparatur, d.h. den Nachweis, reicht ein Vakuum von ca. 10^{-6} mbar, da hier die freie Weglänge schon genügend groß ist.

Die Anordnung des Feldemissionsmikroskopes (FEM) in dieser Apparatur ähnelt der von W.R. Savage und F.J. Low (1964) beschriebenen, wo auch das ganze FEM auf die Temperatur des flüssigen Heliums abgekühlt ist und wo das Vakuum praktisch allein durch das Pumpvermögen der kalten Flächen aufrechterhalten wird. Die Autoren schätzen ein Vakuum im Bereich von 10^{-13} mbar ab aus der Tatsache, daß 0,1 Monolage die minimal meßbare Änderung der Austrittsarbeit bewirkt. Allerdings ist dort die Auspumpöffnung eine Umwegleitung.

L. de Chernatony, M. Austin und J. Yarwood haben 1975 die Oberflächendosis in Abhängigkeit von der relativen Emissionsstromabnahme $I(t) / I_0$ bei Feldemission an Wolframspitzen für Wasserstoff gemessen. 0,1 Monolage wird bei 15-prozentiger Stromabnahme, eine Monolage bei 60-prozentiger Stromabnahme erreicht. Mit den von uns gemessenen Werten (nach einer längeren Pumpzeit von ca. 50 h) ergibt sich ein Vakuum von besser als 10^{-10} mbar (gem. Stromabnahme 1,7 %/min) unter Annahme einer Haftwahrscheinlichkeit von 0,5 für Wasserstoff, das

im Kryovakuum einer Metallapparatur praktisch ausschließlich vorhanden ist (siehe auch G. Chrobok, M. Hofmann, G. Regenfus und R. Sizmann 1977).

Mundt (1973) mißt, auch an W-Spitzen, bei einem Vakuum von $2 \cdot 10^{-10}$ mbar eine Stromabnahme von 3,8 %/min, womit unser Vakuum $1 \cdot 10^{-10}$ mbar wäre, da bei uns die Stromabnahme nur 1,7 %/min war. Die Austrittsarbeit hat sich bei dieser Messung in 30 min nur um 7 % erhöht. So gut ist das Vakuum nicht immer bei den später geschilderten Messungen, da aus Zeitgründen schon oft nach Pumpzeiten von 10...20 h gemessen wurde.

Eine Aussage über das Vakuum beim Aufdampfen ist nicht möglich. Frische Aufdampfschichten können durch Getterwirkung das Vakuum um eine Größenordnung verbessern, wie von A.E. Curzon und H.G. Chlebek 1973 bei Tb bis Tm beobachtet wurde.

3.2.8 Feldemissionsmikroskop

Ein kleiner Leuchtschirm von 15 mm Ø, 17 mm von der Spitze entfernt, erlaubt das Betrachten der Feldemissionsbilder. Dazu wird die Spitze auf eine so hohe negative Spannung gelegt, daß sie emittiert. Das Feldemissionsbild kann über zwei Spiegel durch zwei Glasfenster, die sich in 50 cm Entfernung vom Schirm befinden, beobachtet werden. Durch die Kleinheit des Schirmes und den großen Betrachtungsabstand ist die Auflösung nicht besonders gut. Trotzdem können aus dem FE-Bild die nötigen Aufschlüsse über die Kristallstruktur, Orientierung, Reinheit der Oberfläche usw. der Spitze gewonnen werden.

Schwieriger als die direkte Beobachtung ist die Herstellung photographischer Bilder, zum einen wegen des großen Aufnahmeabstandes und zum anderen wegen der geringen Helligkeit der Schirmbilder. Erschwerend kommt noch hinzu, daß nicht verhindert werden kann, daß der Aufdampfofen auch rückwärts Material abgibt, so daß auch der Schirm bedampft wurde, meist noch

sehr ungleichmäßig. So waren zwar oft noch Messungen möglich, auch konnte das FE-Bild noch betrachtet werden, aber es konnten keine Bilder mehr aufgenommen werden.

Trotzdem gelangen bei Gd und Er instruktive Bilder, von denen einige in Kap. 4 gezeigt werden. Für die Aufnahmen wurde Kleinbildfilm mit 27 DIN verwendet. Die normale Belichtungszeit bei sauberem Schirm war 30...60 sec bei Blende 5,6 mit 13,5 cm Telesobjektiv und Teleconverter, so daß die effektive Blendenzahl 1 : 13 und die effektive Brennweite 27 cm betrug. Es entstanden Aufnahmen im Maßstab 3 : 4 auf dem Film, der in Rodinal entwickelt wurde.

3.2.9 Ausblendeinheit

Bei Anlegen von Magnetfeldern, die größer als 0,1 T sind, verläßt der gesamte FE-Strom durch die Öffnung von 2 mm im Zentrum des Schirmes das Emissionssystem. In drei Stufen erhöht sich die Elektronenenergie auf ca. 15 keV. Das durch die elektronenoptische Abbildung entstandene Bild kann auf einem zweiten Schirm in ca. 50 cm Abstand von der Spitze beobachtet werden (siehe Fig. 2). Durch zwei Paare gekreuzter Sattelspulen, die durch bipolare variable Konstantstromquellen versorgt werden, können Teile davon ausgewählt werden. Eine Kontrolle ist auch während der Messungen über einen Spiegel und ein Fernrohr möglich. Die Veränderung des Spulenstroms geschieht dann über Isolierstäbe. Durch die doppelte Ausführung der Ablenspulen ist eine Korrektur des Einschubwinkels der Elektronen in die nachfolgende Elektronenlinse und damit auch in den Beschleuniger möglich.

Leider geht durch die Abbildung im Magnetfeld der Supraleitungsspule ein gewisser Teil der Information über das Feldemissionsbild verloren. Da der Absolutbetrag der Elektronengeschwindigkeiten für verschiedene Emissionsrichtungen in erster Näherung konstant ist, gibt es verschiedene Foki für die ver-

schiedenen Emissionswinkel (siehe z.B. Picht 1963). Besteht das FE-Bild aus mehreren getrennten kleinen Flecken (spots), wie bei Aufdampfschichten oft zu beobachten ist, wenn noch nicht getempert wurde, so wird jeder Fleck bei angelegtem Magnetfeld - meist wird bei 1,5 T gemessen - zu einem Kreis auf dem 2. Schirm. Der Durchmesser der einzelnen Kreise hängt von der Feldstärke und vom Emissionswinkel ab. Die Kreise berühren alle die Magnetfeldachse. Die Lage der einzelnen Kreise zueinander und ihre relative Größe ändert sich bei Magnetfeldänderungen nicht. Trotz der großen Feldspule werden also die unter großen Raumwinkeln emittierten Elektronen nicht zu einem Gesamtstrahl zusammengefaßt. Bei unterschiedlicher Intensität der Flecken kann leicht auf das ursprüngliche FE-Bild geschlossen werden. Der Spin wird durch die Zyklotronrotationen nur sehr wenig beeinflußt, solange er in Strahlrichtung zeigt (W. Eckstein und N. Müller 1975).

Bei FE aus einer gut ausgebildeten, sauberen Spitze besteht das durch das Magnetfeld entstandene Bild aus einem kreisrunden Fleck: Wegen der ungefähren Gleichverteilung der emittierten Elektronen über größere Winkelbereiche überlagern sich viele Kreise, deren Einhüllende eben diesen Fleck begrenzt. Durch die komplizierten Elektronenbahnen in dem inhomogenen Feld der großen Spule ergeben sich mehrere dieser Kreise, die zwiebelschalenartig ineinander liegen. Trotzdem ist das ursprüngliche FE-Bild auch in diesem verzerrten noch einigermaßen gut zu erkennen. Die einzelnen Emissionsrichtungen können also nicht gut separiert werden. Achsennahe Teilstrahlen bleiben aber immer achsennah, und wenn nicht extra darauf hingewiesen wird, wird immer dieses Zentrum des Bildes untersucht.

3.3 Polarisationsdetektor

3.3.1 Beschleuniger und Justiereinheit

Während der Messungen liegt die Quelle auf -100 kV bezüglich Erdpotential. Im 8-stufigen Beschleuniger in Keramik-Metall-Ausführung gewinnen die Elektronen die zum Nachweis der ESP nötige Energie. Die Länge des Beschleunigers einschließlich Federbalg zum Justieren ist 56 cm. Die Elektroden aus V2A haben eine innere freie Öffnung für den Strahl von 1 cm $\varnothing$ und sind so gestaltet, daß die Elektronen kein Isoliermaterial sehen. Die vollständig auswechselbaren Elektroden werden im Beschleuniger durch Bajonettverschlüsse mit abgestuften Durchmessern gehalten. Die Spannung an der ersten Elektrode nach der Linse im Extraktionssystem ist variabel, um die Einschußbedingungen optimieren zu können, die anderen werden durch eine Widerstandskette aus 100 M Ω -Widerständen mitgezogen.

An den Beschleuniger schließt eine elektrostatische Justiereinheit mit 2 mal 2 zueinander senkrechten Ablenkkondensatoren von 4 cm Länge an, die voneinander durch Blenden mit einem Innendurchmesser von 1 cm getrennt sind. Der Plattenabstand beträgt 1 cm. In der Mitte der Justiereinheit ist ein schräger Leuchtschirm mit einer Bohrung von 3 mm $\varnothing$ angeordnet, um die Ausschußbedingungen kontrollieren zu können. Durch einen 45°-Spiegel kann die Eintrittsblende in den nachfolgenden Wienfilter beobachtet werden, die als Leuchtschirm ausgebildet ist. Durch eine zur Strahlachse symmetrische Ablenksteuerung der Kondensatoren kann der Strahlverlauf bezüglich der Apparaturachse korrigiert werden.

3.3.2 Wienfilter

Ab der Einschußblende des Wienfilters (Fig. 7) verläuft der Strahl innerhalb von μ -Metallrohren zur Abschirmung von ma-

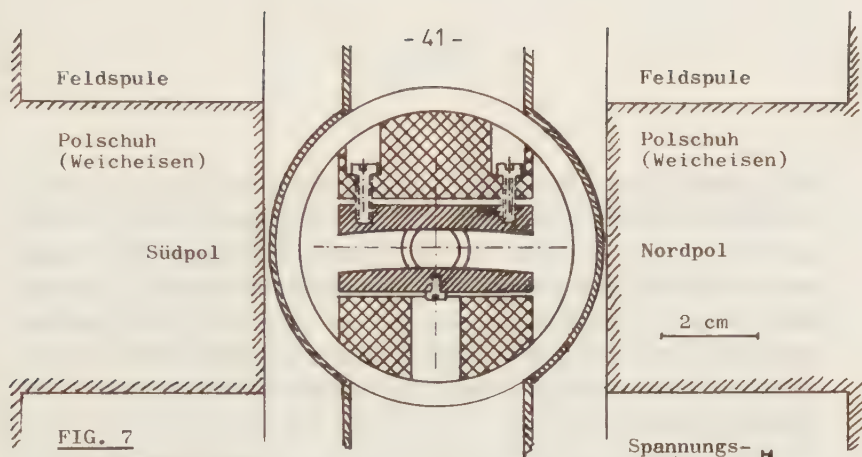


FIG. 7

SPINDREHERAUFBAU

oben: Querschnitt, unten: Längsschnitt

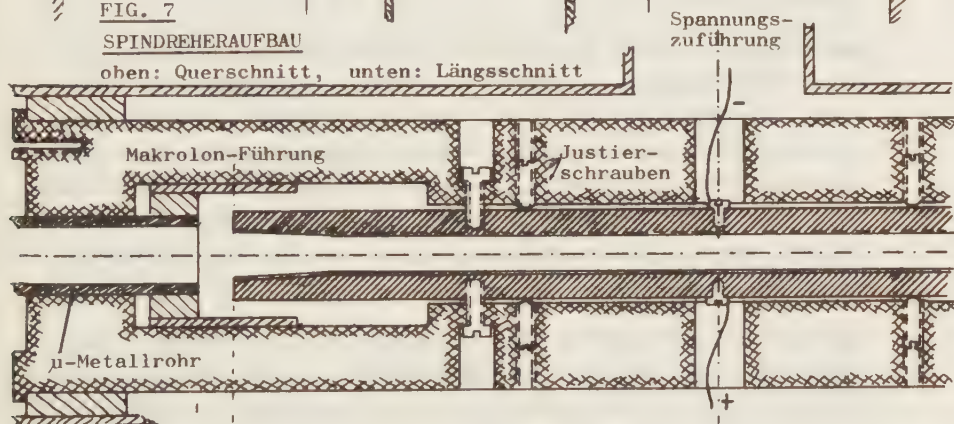
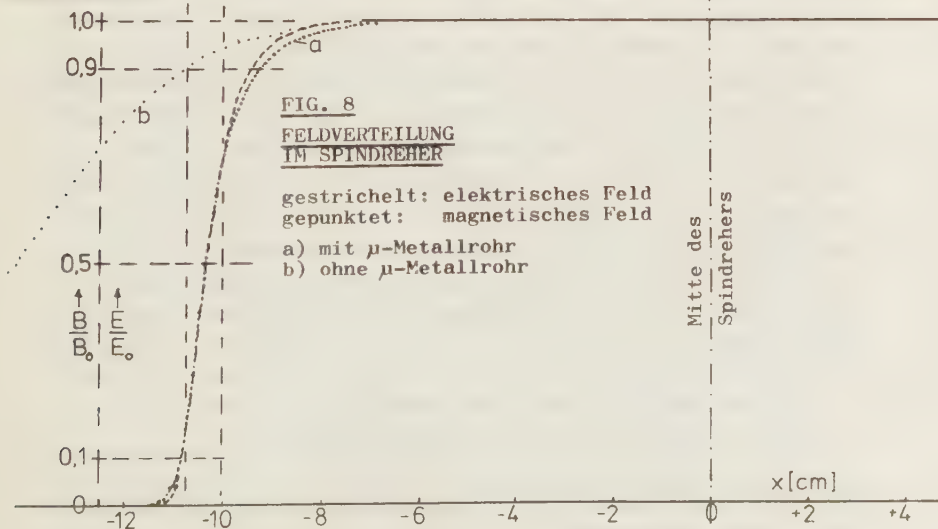


FIG. 8

FELDVERTEILUNG
IM SPINDREHER

gestrichelt: elektrisches Feld
gepunktet: magnetisches Feld

a) mit μ -Metallrohr
b) ohne μ -Metallrohr



gnetischen Streufeldern, nur unterbrochen für das Raumvolumen des Wienfilters mit den gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern. Für die ganze Länge des Wienfilters muß das Verhältnis der elektrischen und magnetischen Feldstärke konstant sein (Gl. 9), auch am Anfang und Ende des Wienfilters, d.h. beide Felder müssen möglichst gleichzeitig auf 0 abfallen. Die gewählte Länge von 20 cm hält den Einfluß der Feldenden klein.

Das Magnetfeld wird durch einen Elektromagneten erzeugt mit einer Polschuhlänge von 25 cm und einer Polschuhbreite von 6 cm. Der Luftspalt ist 7 cm breit. Nach außen ist der magnetische Kreis durch ein symmetrisches Weicheisenjoch von 2 cm Plattenstärke geschlossen. Durch die in den Raum der Polschuhe hereinragenden μ -Metallrohre wird ein steiler Feldabfall erreicht, der mit Hallsonden ausgemessen wurde. Die effektive Länge des Magnetfeldes ist 202,2 mm.

Dem Verlauf des Magnetfeldes wurde nun das elektrische Feld angepaßt. Die Länge der Kondensatorplatten ist 200 mm, die Breite 40 mm, der Abstand 8 mm. An beiden Enden (in Längsrichtung) nimmt der Plattenabstand in den letzten 20 mm zu und ist am Plattenende 9,2 mm. Dadurch, und mit den Blenden in 7 mm Abstand, wurde eine optimale Angleichung der Feldverläufe erreicht (Fig. 8). Die effektive Länge des elektrischen Feldes ist 202,8 mm. Die V2A-Kondensatorplatten werden in einer massiven Führung aus glasfaserverstärktem Makrolon gehalten und sind durch Schrauben bezüglich der Strahlachse justierbar. Der Abstand wurde durch 8 mm-Stahlkugeln präzise eingestellt. Für $\gamma = 611/511$ (100 keV-Elektronen) und $L = 200$ mm sind für eine Spindrehung um 90° folgende Feldstärken nötig (Formeln 9 bis 11):

$$B = 1,048 \cdot 10^{-2} \text{ T } (= 104,8 \text{ Gauß})$$

$$E = 1,723 \cdot 10^6 \text{ V/m } (= 17,23 \text{ kV/cm})$$

Die genaue Einstellung der Felder wurde mit polarisierten Elektronen vorgenommen (Kap. 3.4.1).

Um eine einigermaßen stigmatische Abbildung zu erreichen, wurden die Kondensatorplatten zusätzlich noch bezüglich einer zur Strahlachse parallelen Achse zylinderförmig gekrümmt, und zwar liegt die Achse des Zylinders 179 mm von der Strahlachse in Richtung der positiven Platten entfernt. Nach W. Legler (1963) wäre ein Krümmungsradius von 232 mm nötig. Allerdings wird dort ein etwas anderer Fall betrachtet. So wurde der oben angeführte kleinere Radius gewählt, weil er viel leichter zu verwirklichen war. Wie in Kap. 3.4.1 gezeigt, hat sich diese Krümmung bewährt.

3.3.3. Mottstreuammer

Die sich anschließende Mottkammer hat einen $\varnothing$ von 40 cm und gleiche Länge. Sie ist aus vernickeltem Weicheisen mit Wandstärken von 0,5...2 cm. Auf den wienfilterseitigen Flansch des Mottstreuers ist das ganze Streusystem gelagert. So kann dieses System vor dem Einbau mechanisch und optisch sehr genau justiert werden. Auf einer mit dem Flansch fest verschraubten Platte ist eine kleinere drehbar gelagert, mit einem Naddellager um die Strahlachse. Ein Gleitring mit Silikonfett-schmierung sorgt für ausreichende Wärmeabfuhr für die im Vakuum befindliche Elektronik, die später beschrieben wird. Durch einen Zahnkranz und Zwischenräder kann diese Platte und damit die darauf befestigten Zähler und Targets (Fig. 9 und 10) um die Strahlachse rotieren. Der Drehwinkel ist auf 450° begrenzt, um die Zuleitungen nicht zu gefährden. An einem Wendelpotentiometer kann eine zum Drehwinkel proportionale Spannung für die Registrierung abgegriffen werden. Die Drehmomentübertragung ins Vakuum geschieht mit einer magnetischen Drehdurchführung (eigener Konstruktion). Unabhängig von der Drehung der Zähler muß der Folienwechsler bedient werden können. Das geschieht über eine zweite Magnetdurchführung, die über Kegeln auf ein Malteserkreuzgetriebe wirkt, durch das der Folienwechsel schnell und mit definierten Endstellun-



FIG. 9 Mottstreuconfiguration:
Folienrad und Kollimatoren der Halbleiter-
zähler mit Vorverstärker



FIG. 10 Gesamtansicht des drehbaren Mottstreuer-
einsatzes auf dem Flansch der Mottkammer

gen erfolgt. Die Sperrscheibe mit dem Mitnehmerstift ist koaxial zur Mottstreuerachse angeordnet, das sechsteilige Malteterkreuz selbst sitzt auf dem Folienwechsler, so daß 6 Folien verwendet werden können.

Zur Positionierung der Zähler und Folien werden Digital-Analog-Untersetzer mit Schrittmotoren verwendet. Diese Untersetzer bestehen aus voreinstellbaren Zählern, Taktgebern und den Schrittmotoren. Die Zähler werden mit den Digitalwerten geladen und von den Taktgebern leergezählt. Der Schrittmotor führt eine proportionale Anzahl von Winkelschritten aus.

Die Vorteile dieser Anordnung sind:

- 1) Drehung um konstante, leicht einstellbare Winkel (45° , 90° , 180° , 360°)
- 2) Konstante Winkelgeschwindigkeiten (0,5 min, 1 min, 2 min und 5 min pro voller Umdrehung)
- 3) Folienwechsel (in 6 sec) mit definierten Stellungen

Für die Zählerdrehung müssen beide Schrittmotoren angesteuert werden. Die verschiedenen mechanischen Untersetzungen werden durch elektronische Frequenzteiler ausgeglichen.

Bis 2 cm vor der Streufolie wird der Strahl in einem μ -Metallrohr geführt. Das Rohr ist mit einem Leuchtschirm abgeschlossen, der eine leicht konische, zu den Folien hin etwas weitere Strahlaustrittsöffnung von 2 mm $\varnothing$ hat. Die Folien sind auf Alu-Träger von 20 mm $\varnothing$ aufgespannt. Der Abstand der Halbleiterzähler für den Streuwinkel von 120° beträgt 103 mm. Kollimatoraufsätze mit 3 mm Innendurchmesser begrenzen den von den Zählern eingesehenen Raumwinkel auf $\pm 1^{\circ}$. Als Zähler werden Oberflächen-Sperrschichtzähler mit einer Sperrschichttiefe von 100 μm verwendet mit einer Fläche von 25 mm², von denen aber nicht die volle Fläche ausgenützt wird.

Direkt hinter den Zählern sitzen die zugehörigen Vorverstärker, die so umgebaut wurden, daß sie im Vakuum betrieben werden können. Halbleiterzähler und Vorverstärker werden durch Peltierelemente auf -5°C gekühlt, um das Rauschen zu verringern. Das Problem der elektrischen Verbindungsleitungen, besonders der Impulsleitungen zu den drehbaren Teilen der Elektronik, konnte mit 2 Teflon-Bandkabeln gelöst werden, die sich in einer kleinen Kabeltrommel koaxial zur Mottstreuerachse auf- und abwickeln können. Jedes Bandkabel besteht aus 16 Dreifachleitungen mit 50 Ohm Impedanz und hat eine Breite von 22 mm. Die Dicke beträgt 0,7 mm.

In 340 mm Abstand vom 1. Leuchtschirm (vor den Folien) befindet sich am hinteren Ende des Mottstreuers ein zweiter Leuchtschirm mit Fadenkreuz und mm-Teilung zur Kontrolle des Strahlwinkels. Ein einschwenkbarer Faradaybecher dient zur Messung der im Mottstreuer ankommenden Elektronenintensität.

3.3.4 Zählelektronik

Außerhalb des Vakuums schließen an die Vorverstärker zwei konventionelle Zählkanäle an mit Hauptverstärker, Einkanaldiskriminatoren, Zählratenmessern und Impulszählern. Die Hauptverstärker werden mit maximaler Verstärkung (wegen der relativ kleinen Elektronenenergie) und mit kleinen Zeitkonstanten der RC-Doppeldifferenz und -Einfachintegration (entweder alle 0,1 oder 0,2 μs) betrieben, was sich zwar auf die Energiediskriminierung ungünstig auswirkt, aber hier ist wichtiger, daß auch hohe Zählraten verarbeitet werden können, um die Meßzeiten bzw. den statistischen Fehler klein zu halten. Die anschließende Einkanal Diskrimination hat eine Doppelpulsauflösung von 0,4 μs .

Um die große Temperaturdrift der nachfolgenden Zählratenmesser zu verringern, wurden diese umgebaut. Eine gute Stabilität ist nötig, um die Genauigkeit des nachfolgenden Analog-

dividierers ausnützen zu können, der für diese Apparatur entwickelt wurde. Dieser bildet bei genügender Intensität on-line das Verhältnis R der beiden Zählraten von Zähler A und B (Gl. 7), aus dem dann die ESP bestimmt werden kann. Das Verhältnis R wurde gewählt und nicht die Asymmetrie A , da R schaltungsmäßig leichter und mit größerer Genauigkeit zu realisieren ist. Eine nachfolgende rechnerische Auswertung ist in beiden Fällen unumgänglich, wenn apparative Asymmetrien auftreten, was nie ganz zu vermeiden ist.

Der Dividierer ist in einem doppelten NIM-Einschub untergebracht. 2 Elektrometerverstärker erhöhen die Ausgangsspannungen der Ratemeter. Die Ratemeterausgangsspannung von Kanal B wird doppelt so hoch verstärkt wie die von Kanal A, damit sichergestellt ist, daß immer $U_B > U_A$ ist, da nur dann der nachfolgende Dividierer richtig arbeitet, auf den ein Integrator mit einstellbarer Zeitkonstante von 0,1 s ... 10 s folgt, um die Ausgangsspannung zu glätten, und ein Ausgangsverstärker, der genau 1 V liefert, wenn die beiden Zählraten gleich sind. Damit wird ein Digitalvoltmeter, an dem direkt R abgelesen werden kann, und ein XY-Schreiber angesteuert. Parallel zu den Ratemetern werden noch Digitalzähler betrieben (für Kanal B mit Vorwahl) zur Kontrolle der analogen Division und zur Zählung bei sehr kleinen Intensitäten.

Im Zusammenhang mit der Elektronik sei noch auf die folgenden Effekte hingewiesen, die die Polarisationsasymmetrie verringern:

1. Jedes Elektroniksystem in der eben beschriebenen Art hat eine Totzeit τ . Elektronen, die in einem zeitlichen Abstand aufeinander folgen, der kleiner als τ ist, werden als 1 Elektron registriert. Die Zeitkonstanten im Vorverstärker und Hauptverstärker sind klein, so bestimmt hauptsächlich die Doppelimpulsauflösung der Einkanaldiskriminatoren die Totzeit des Systems.

Sei I die Zählrate am Eingang der Elektronik und I' die nach dem Einkanaldiskriminator, dann gilt (siehe z.B. F. Kohlrausch 1968 und P.W. Nicholson 1974):

$$I' = I / (1 + I\tau) \quad (15)$$

Aus Gl. 6 und 7 folgt mit 15 (die Minuszeichen gelten für I_A):

$$I_{A,B}(T) = \frac{I_0 (1 \pm PS)}{1 + I_0 \cdot \tau \cdot (1 \pm PS)} \quad (16)$$

Durch diesen Effekt wird also die gemessene Polarisationsasymmetrie erniedrigt. Eine einfache Näherungsrechnung für $I_0\tau$ klein gegen 1 ergibt für die relative Polarisationsabnahme:

$$\Delta P / P \approx - I_0 \tau \quad (17)$$

Für die maximalen hier bei den Messungen aufgetretenen Zählraten von ca. 10^5 Elektronen/s ist dieser Fehler bei einer Totzeit $\tau = 0,4 \mu s$ kleiner als 0,4 %.

2. Während der Messungen rotieren die Halbleiterzähler im Mottstreuere mit konstanter Geschwindigkeit. Sei T die Zeit für eine volle Umdrehung der Zähler. Die Zählrate am Ausgang der Einkanaldiskriminatoren hat bei der Polarisation P einen Cosinusanteil mit der Periode T (das Minuszeichen gilt wieder für I_A):

$$I_{A,B}(t) = I_0 \cdot [1 \pm PS \cdot \cos(2\pi t / T)] \quad (18)$$

Ein Ratemeter stellt einen Tiefpaß mit einer (einstellbaren) Zeitkonstante RC dar. Die Ausgangsspannungen $U_{A,B}$ folgen den Zählraten daher mit einer Phasenverschiebung φ und die Amplitude des Cosinus wird um den Faktor v gedrückt:

$$U_{A,B}(t) = U_0 \cdot \left[1 + PSv \cdot \cos(2\pi t / T - \varphi) \right] \quad (19)$$

mit

$$v = (1 + (2\pi RC)^2 / T^2)^{-1/2} \quad (20)$$

und

$$\varphi = \arctan(2\pi RC / T) \quad (21)$$

Die Ratemeterzeitkonstante erniedrigt also S und damit P. Es gilt näherungsweise (RC klein gegen T):

$$\Delta P / P \approx -2 \cdot (\pi RC)^2 / T^2 \quad (22)$$

In gleicher Weise wirkt sich eine Zeitkonstante des Dividierers aus. Die eben geschilderten Effekte müssen bei der Auswertung berücksichtigt werden.

3.4 Eichung und Tests

3.4.1 Wienfilter

Das richtige Arbeiten des Wienfilters wurde mit EuS-bedeckten W-Spitzen getestet. Die bei diesem Test gemessenen Polarisationswerte (+ 85 %) waren über mehrere Stunden stabil. In Schritten von 0,5 bzw. 1 kV wurde die Wienfilterspannung verändert und das Magnetfeld so eingestellt, daß der Elektronenstrahl nicht abgelenkt wurde. Diese Testmessungen sind in Fig. 11 dargestellt.

Für eine Spindrehung um 90° sind demnach symmetrisch an die Kondensatorplatten angelegte Spannungen von + 7 kV und - 7 kV nötig, woraus sich für den Plattenabstand von 8 mm eine Feldstärke von 17,5 kV/cm ergibt. Dabei mußte ein Magnetfeld von 110 G = 11 mT angelegt werden. Die Polarisation des Elektronenstrahls zeigte bei diesem Test nicht genau in z-Richtung, sondern wich ca. 10° davon ab.

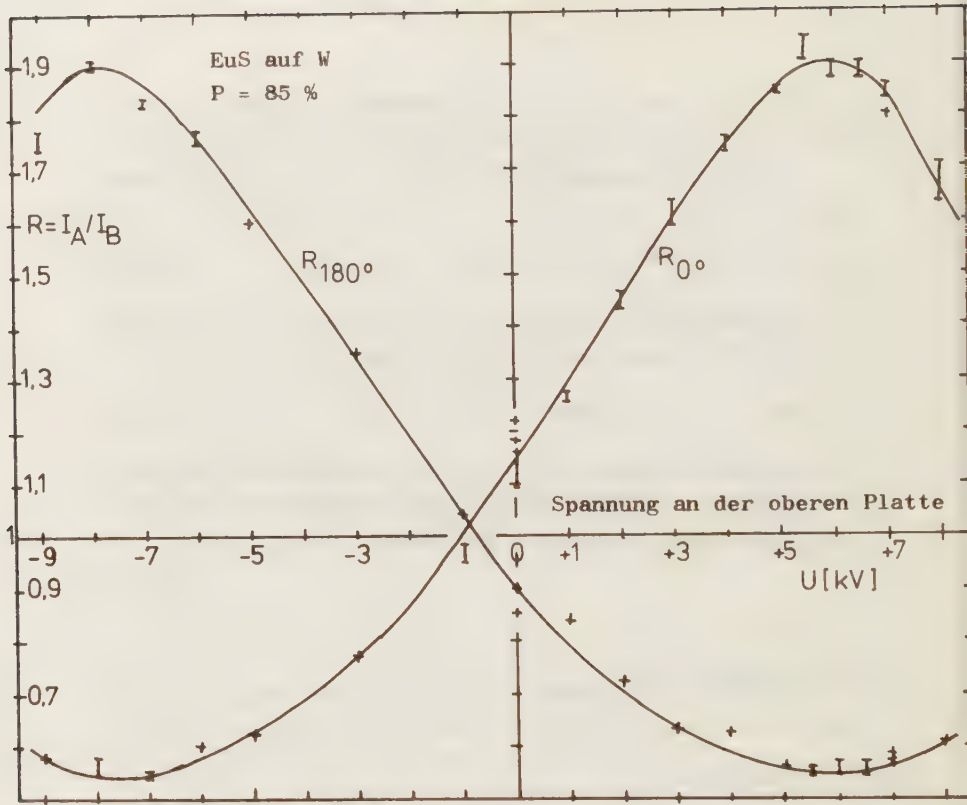


FIG. 11 SPINFILTERTESTKURVE: Intensitätsverhältnis R in Abhängigkeit von der Spinfilterspannung U für konstante ESP von 85 %

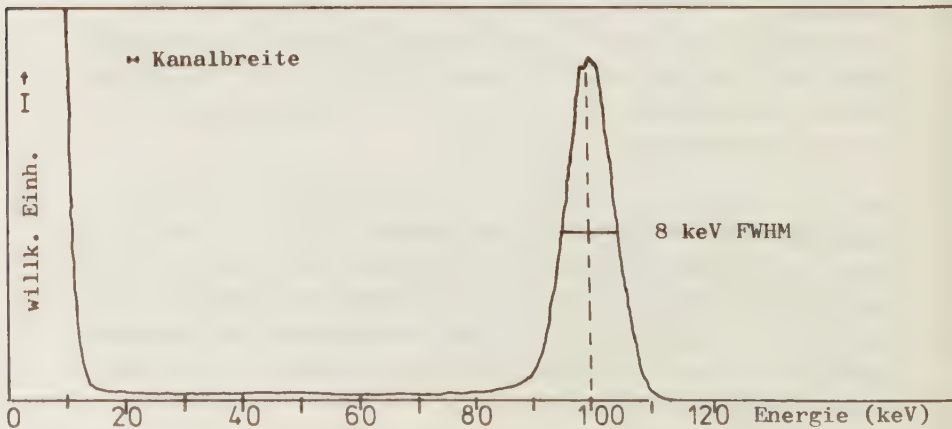


FIG. 12 IMPULSHÖHENSTRAHMUNG DER ELEKTRONEN (differenziell)

Die Elektronenintensität im Mottstreuer erhöht sich durch Anschalten des Wienfilters auf das 2- bis 4-fache bei ungefähr kreisförmigem Strahlquerschnitt im Mottstreuer von 5 mm $\varnothing$, so daß sich die gewählte Krümmung zur Doppelfokussierung bewährt hat.

Neben seinem Zweck als Spindrehher dient das Wienfilter auch als Geschwindigkeitsfilter. Es werden keine Elektronen durchgelassen, die sich mehr als ± 300 eV von der Sollenergie unterscheiden. Sekundärelektronen, die z.B. im Beschleuniger entstehen können, werden dadurch ausgeblendet.

3.4.2 Mottstreuer

Die einfachste Möglichkeit zur Bestimmung der effektiven Shermanfunktion wäre gewesen, einen Strahl mit bekannter ESP herzunehmen und S aus der Asymmetrie zu berechnen. Da ein solcher nicht zur Verfügung stand, wurde das in Kap. 2.6 geschilderte Verfahren verwendet. Eine untere Schranke für S_{eff} läßt sich aus dem höchsten mit der Apparatur gemessenen Intensitätsverhältnis $R_{\text{max}} = 1,93$ bzw. $R_{\text{min}} = 0,525$ ableiten. Bei der Annahme von $P = 100\%$ würde sich daraus $S_{\text{eff}} = -0,315$ ergeben.

Die Bestimmung der effektiven Shermanfunktion wurde mit 3 Goldfolien von 48,5, 99 und 211 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (Werte mit Schwingquarzmethode gemessen) durchgeführt, die auf dünne Formvarfolien mit einer Schichtdicke kleiner 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ aufgedampft waren. Als Quelle polarisierter Elektronen wurde wieder eine EuS-bedampfte W-Spitze verwendet. Für die dünne Goldfolie, mit der dann ausschließlich gemessen wurde, ergab sich eine effektive Shermanfunktion

$$S_{\text{eff}} = -0,35 \quad \text{mit} \quad \Delta S = \pm 0,013$$

Intensitätsmäßig paßt zu der dünnen Goldfolie die dünnere der beiden eingebauten freitragenden Alufolien von 500 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ und

$1120 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, die wiederum ausschließlich benützt wurde. Für die Shermanfunktion von Alu ergab sich:

$$S_{\text{eff}}(\text{Al}) = 0,07 S_{\text{eff}}(\text{Au})$$

Kontrolliert wurden diese Shermanfunktionsbestimmungen mit ESP-Messungen an Kobaltspitzen (G. Chrobok 1978).

Auch die von den Wänden rückgestreuten Elektronen, ebenso die an den Trägerfolien gestreuten Elektronen erniedrigen die Shermanfunktion. Die Wandrückstreuung ist durch die besondere Konstruktion des Mottstreuers so klein, daß sie nicht mehr gemessen werden konnte. Daher konnte auch von einer Erniedrigung der Ordnungszahl des Wandmaterials (Graphit oder Alu anstatt Ni) Abstand genommen werden. Die Untergrundstreuung durch die Trägerfolien (gemessen mit einer Leerfolie) betrug weniger als 0,8 %, so daß weitere Korrekturen der effektiven Shermanfunktion nicht vorgenommen wurden.

Es sei noch bemerkt, daß durchschnittlich nur jedes fünfmillionte an der Spitze emittierte Elektron in einem der beiden Zähler registriert wurde.

Ein weiterer wichtiger Test ist die Erstellung der Eichkurve für schrägen Strahl und Strahlversetzungen. Wegen der Strahlführung durch Blenden in dieser Apparatur lassen sich beide Effekte nicht trennen und werden gemeinsam behandelt. Folgende Werte wurden gemessen:

Die Achse, die durch die beiden Schirme im Mottstreuer gebildet wird, und die Rotationsachse der Zähler unterscheiden sich nur um $0,15^\circ$: Bei Asymmetrie 0 landet der Elektronenstrahl etwas versetzt vom Mittelpunkt des zweiten Schirmes im Mottstreuer, und zwar 0,5 mm versetzt in +x-Richtung und 0,7 mm in +y-Richtung. Pro mm Strahlversetzung von diesem Punkt aus wird eine Goldasymmetrie vorgetäuscht, die 0,7 % ESP entspricht. Die Aluasymmetrie ist um 50 % höher. Daraus ergibt sich, daß eine Abweichung von der Rotationsachse des Mottstreuers von 1° eine Polarisation von 6 % vortäuscht.

Mit den hier erhaltenen Werten kann die Schrägstrahlasymmetrie eliminiert werden, wenn der Strahl-landepunkt bei der Polarisationsmessung mitbestimmt wird. Diese Messungen wurden mit unpolarisierten Elektronen aus W-Spitzen und mit Glühelektroden durchgeführt. Die gleichen Werte ergaben sich aber auch aus der Auswertung von 80 Gd-Messungen.

3.4.3 Elektronik

Die Elektronik wurde mit Feldelektronen, Glühelektronen und Testpulsen untersucht. Für das Integrationsglied und die Differentiationsglieder des Hauptverstärkers wurden immer gleiche Zeitkonstanten gewählt. Für die verschiedenen Zeitkonstanten ergaben sich folgende Rauschwerte der gesamten Elektronik incl. der Halbleiterzähler von 30 pF : 8 bis 9 keV FWHM für 0,1 μ s, 6 keV für 0,2 μ s, 4 keV für 0,5 und 1 μ s.

Meist wurde mit der kleinsten Zeitkonstante von 0,1 μ s gemessen, ein differentiellles Impulshöhenspektrum bei dieser Zeitkonstante für 100 keV-Feldelektronen zeigt Fig. 12.

Die Schwellspannungen der Einkanaldiskriminatoren wurden bei den ESP-Messungen so eingestellt, daß nur Elektronen mit einer Energie zwischen 70 und 130 keV registriert wurden.

Messungen mit Elektronen und Testpulsen ergaben, daß der Fehler durch den Dividierer in allen Meßbereichen des Ratemeters kleiner als 0,4 % ist, solange am Eingang des Ratemeters mehr als 100 Impulse eintreffen und die Zählrate größer als 0,1 % von der dem Vollausschlag des Ratemeters entsprechenden ist.

3.5 Polarisationsmessungen

3.5.1 Meßvorbereitung

Nach dem Einbau der Spitze und des Ofens wurde die Apparatur mindestens einen halben Tag, meist aber erheblich länger, ausgepumpt. Dann wurde der Kryostat mit flüssigem Stickstoff vorgekühlt, der durch Heizen eines Widerstandes am Boden des Spulengehäuses und Abpumpen wieder vertrieben wurde. Nach dem Abkühlen auf He-Temperatur wurden Ofen und Spitze geglüht, um sie zu reinigen. Nun zeigte sich meist nach Anlegen der Emissionsspannung das Wolfram-FE-Bild mit der $\langle 110 \rangle$ -Richtung im Zentrum. Gegebenenfalls wurden Vakuumtests mit der W-Spitze durchgeführt, das W-Bild für Vergleichszwecke photographiert und dann wurde mit dem Aufdampfen begonnen. Aufdampftemperatur und -zeit wurden allmählich gesteigert, bis die Schichten genügend dick waren. Durch diese Versuchsreihen wurden die optimalen Bedingungen für das jeweils zu untersuchende Material ermittelt. Wenn charakteristische FE-Bilder erhalten wurden und die in Kap. 3.2.8 erwähnten Voraussetzungen erfüllt waren, wurden die FE-Bilder photographiert. Danach mußte das Magnetfeld eingestellt und der Strahl mit den Sattelspulen justiert werden. Nach dem Anschalten der Hochspannung von 100 kV wurde der Strahl im Nachweisteil mit den Justierkondensatoren und dem Spindrehler eingestellt. Leider driftete die Hochspannung (des Hochspannungsgerätes Zeiss HA 150 RN maximal -150 kV und 600 μ A) etwas, so daß in den ersten Minuten der Spindrehler nachjustiert werden mußte. Der Strahlrandepunkt wurde festgestellt und die ESP-Messungen konnten beginnen, normalerweise ca. eine Minute nach dem Tempern.

3.5.2 Messung des Polarisationsvektors

Die Tests auf Polarisation wurden meist mit einem Magnetfeld von 1,5 T durchgeführt. Dieses Magnetfeld ist einerseits hoch

genug, daß der Vektor der ESP meist in oder gegen Strahlrichtung zeigte, so daß schon in Nullstellung des Mottstreuers gesehen werden konnte, ob Polarisation vorhanden ist. Bei Nullstellung ist Zähler A in positiver y-Richtung (siehe Fig. 1). Andererseits war dieses Magnetfeld noch niedrig genug, um es schnell einstellen zu können (in ca. 20 sec).

Bei Intensitätsverhältnis $R \neq 1$ wurde die Drehung des Mottstreuers gestartet und auf einem XY_1Y_2 -Schreiber die Kurve des Intensitätsverhältnisses R gegen den Winkel Φ aufgezeichnet. Die zweite y-Spur wurde verwendet, um die Intensität des Kanals A zu registrieren, die zur Abschätzung des statistischen Fehlers und zur Feststellung von Strahländerungen diente. Das Meßblatt fungierte gleichzeitig als Meßprotokoll, auf dem alle wichtigen Daten des Experiments (Spitzenmaterial, Vorbehandlung, Temperatur, Emissionsstrom und -spannung, Magnetfeld, verwendete Folien, Wienfiltereinstellung, Umlaufzeit, Intensitäten usw.) eingetragen wurden.

Für das Durchlaufen der 360° war meist eine Minute eingestellt. Dann wurde die Goldfolie gegen die Alufolie ausgewechselt und der Mottstreuer zurückgedreht. Gegebenenfalls wurde nun der Spindrehher ausgeschaltet und die Querkomponente der ESP gemessen, wieder mit Gold- und Alufolie. Mit diesen Messungen konnte der Polarisationsvektor vollständig bestimmt werden. Fig. 13 zeigt als Beispiel die Messung an einer Gd-Schicht und Fig. 14 die an einer EuO-Schicht. Bei Gd wurde mit beiden Folien gemessen, bei EuO nur mit Goldfolie, da bei so großen Polarisationswerten der Fehler durch schrägen Strahl zu vernachlässigen ist. Gleichzeitig sind die Intensitätskurven von Kanal A zu sehen. Die Phasenverschiebung der Kurven für Vor- und Rücklauf entspricht der nach Gl. 21 berechneten.

5.5.5 Messung verschiedener Abhängigkeiten

Die Polarisation konnte nun auf verschiedene Abhängigkeiten hin untersucht werden. Da noch nicht bei allen untersuchten

Goldfolie: $48,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, Alufolie $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
Temperatur der Spitze $T = 15 \text{ K}$
magnetische Induktion $B = 1,5 \text{ T}$

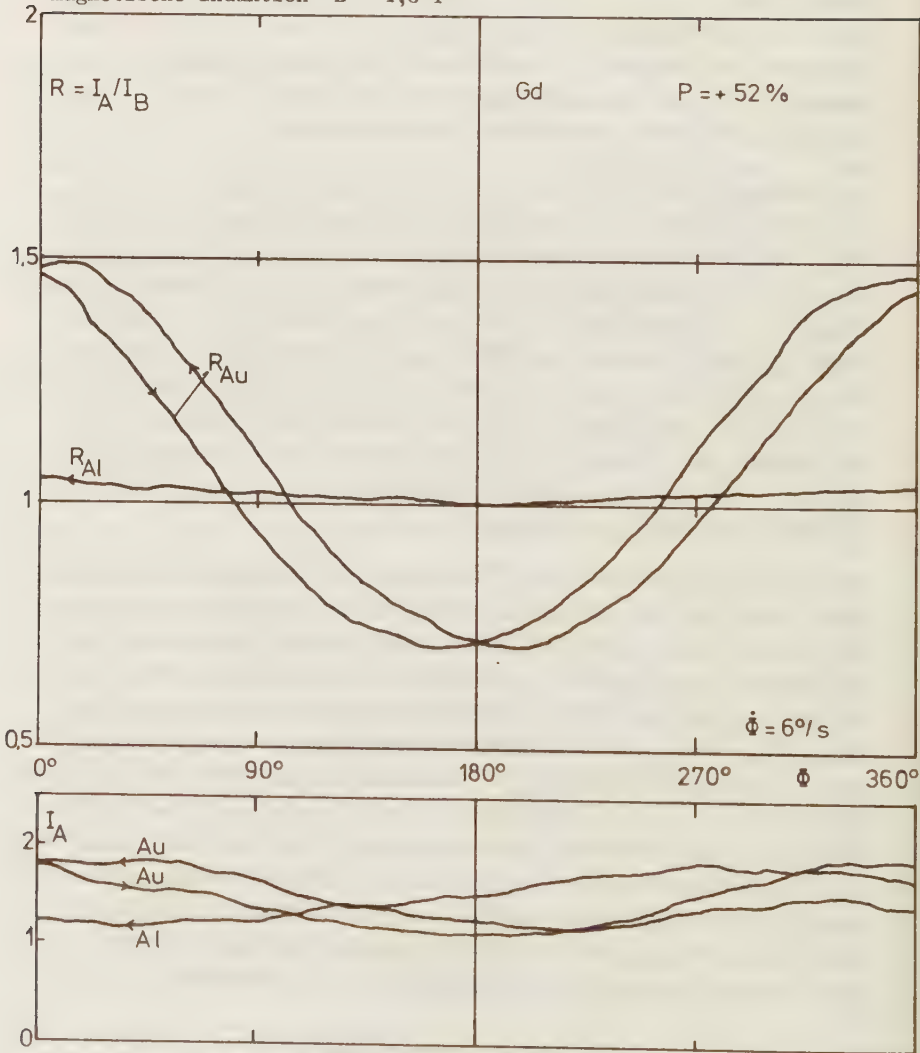


FIG. 13 BEISPIEL EINER POLARISATIONSMESSUNG Gd auf W

$B = 1,5 \text{ T}$, Abszisse: Drehwinkel ϕ des Mottstreuers
Ordinate oben: Zählratenverhältnis $R = I_A/I_B$;
unten: Intensität I_A von Kanal A in Einheiten von 10^4
Elektronen pro Sekunde

Goldfolie: $48,5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
 Temperatur der Spitze $T = 15 \text{ K}$
 magnetische Induktion $B = 1,5 \text{ T}$

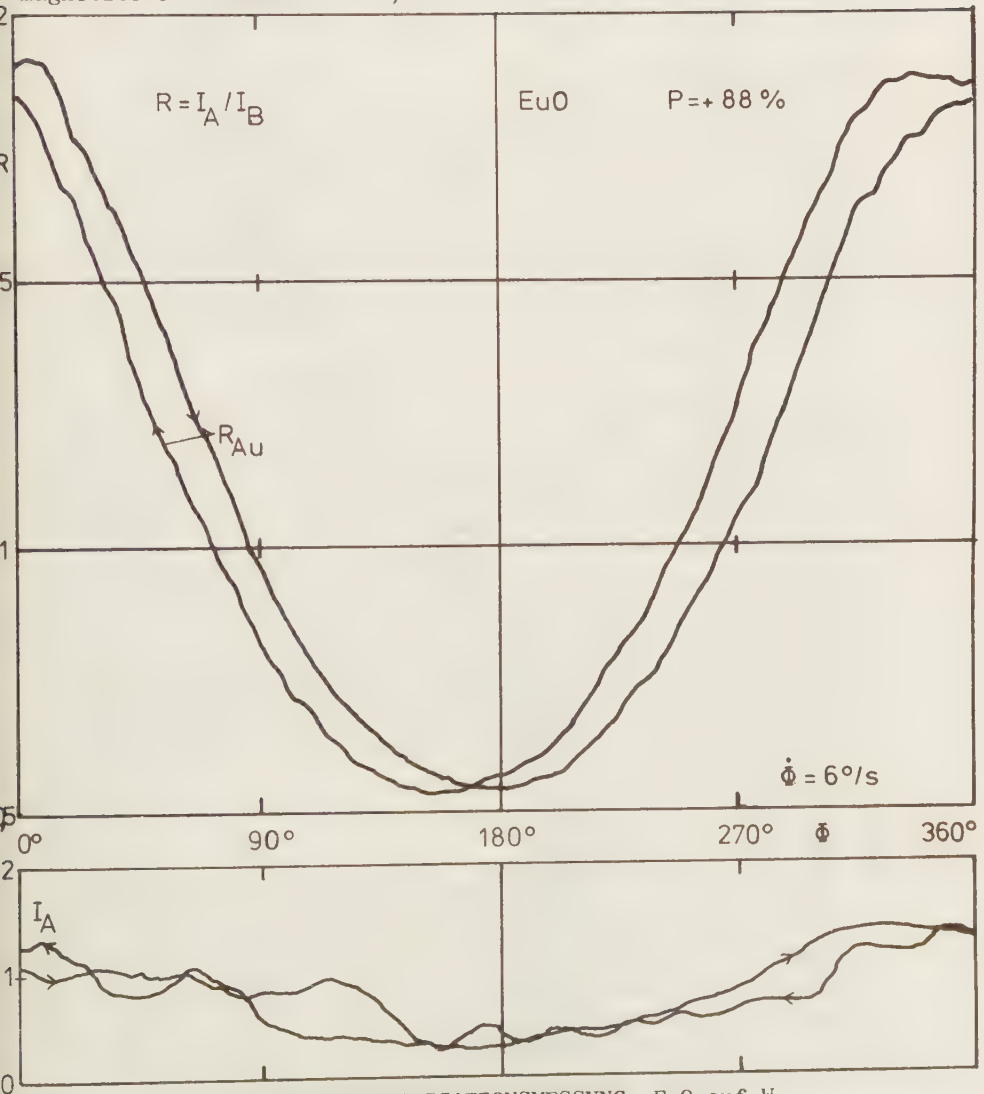


FIG. 14 BEISPIEL EINER POLARISATIONSMESSUNG EuO auf W

$B = 1,5 \text{ T}$, Abszisse: Drehwinkel ϕ des Mottstreuers
 Ordinate oben: Zählratenverhältnis $R = I_A / I_B$;
 unten: Intensität I_A von Kanal A in Einheiten von
 10^4 Elektronen pro Sekunde

Materialien die optimalen Aufdampfbedingungen erreicht wurden, waren diese Messungen nicht für alle durchführbar.

A) Zeitabhängigkeit

Für die weiteren Messungen und für die Untersuchung der Eignung eines Materials als Quelle ist es wichtig, die zeitliche Stabilität der Polarisationswerte zu wissen. Darum wurde, meist bei Nullstellung des Mottstreuers und in einem Magnetfeld von 1,5 T, das Intensitätsverhältnis gegen die Zeit geschrieben. Dabei wurde die x-Achse des Schreibers als Zeitachse benützt. Untersuchungsdauer bis zu zwei Stunden.

B) Magnetfeldabhängigkeit

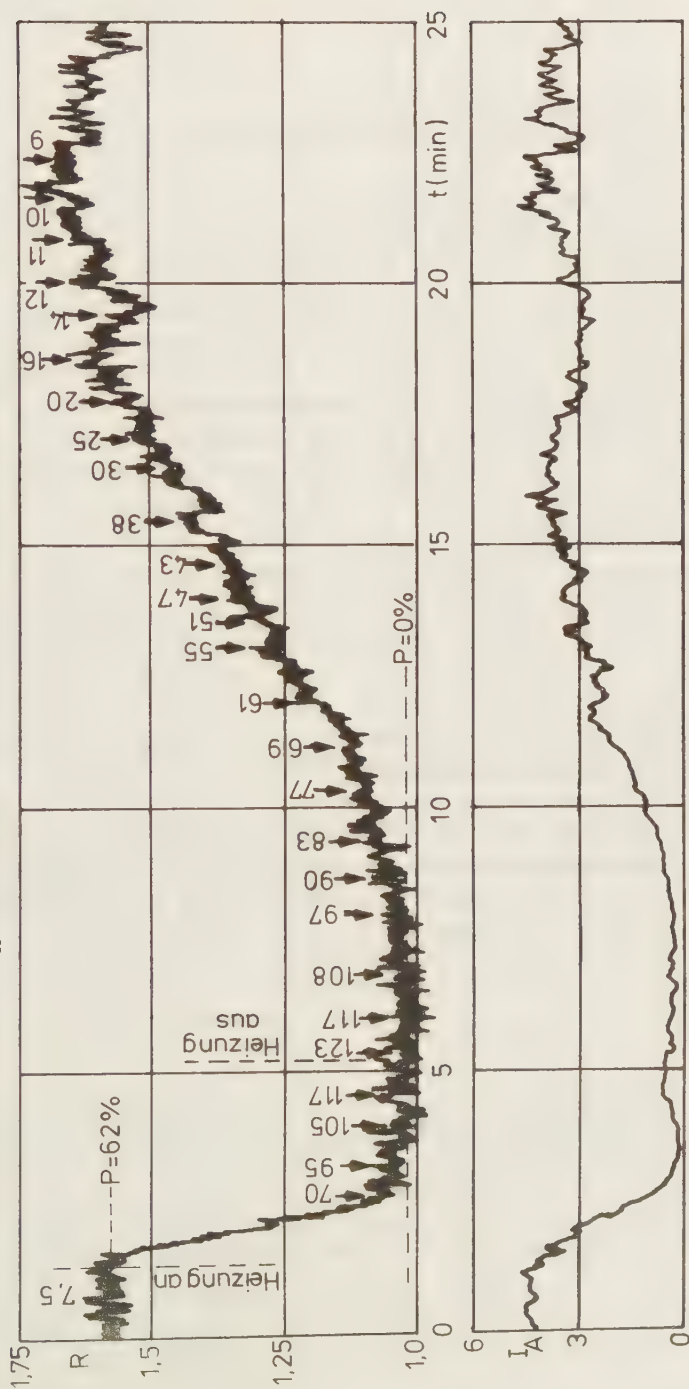
Wurde das Magnetfeld verändert, mußte der Strahl mit Hilfe der Sattelspulen nachjustiert werden, um wieder die gleiche Stelle des Strahles ausmessen zu können. Je kleiner das angelegte Magnetfeld wurde, desto größer war das Bild auf dem 2. Leuchtschirm vor dem Beschleuniger. Daher war meist die Elektronenintensität umso kleiner, je niedriger die Magnetfelder waren. Besonders schwierig waren Messungen ohne angelegtes Magnetfeld, die wegen zu geringer Intensität nicht oft glückten. Bei kleinen Magnetfeldern war es besonders wichtig, auch ohne Wienfilter zu messen.

C) Temperaturabhängigkeit

Mit Hilfe der Kopfheizung wurde, unter Beobachtung der Kapazität des Kondensators und der ESP die Temperatur relativ schnell erhöht. Beim langsamen Abkühlen in 20...30 Minuten wurde die Temperatur abgelesen und zu den jeweiligen Polarisationswerten notiert bzw. an der Meßkurve der Polarisation (ESP gegen Zeit) eingetragen. In Fig. 15 ist eine Temperaturmeßkurve für EuO zu sehen.

FIG. 15 BEISPIEL EINER TEMPERATURABHÄNGIGKEITSMESSUNG: EnO auf W

$B = 1,5$ T, Abszisse Zeit in Minuten; Ordinate oben: Zählratenverhältnis $R = I_A/I_B$, an der Kurve stehen die Temperaturwerte in Kelvin;
unten: Intensität I_A von Kanal A in Einheiten von 1000 El./s



EnO auf W, $\phi = 0^\circ$, $B = 1,5$ T

3.5.4 Auswertung und Fehlerabschätzung

Bei genügender Intensität und konstanter Polarisierung waren Präzisionsmessungen der ESP möglich, wenn mit Gold- und Alufolie gemessen wurde und der Strahlendepunkt notiert wurde. Durch geometrische Mittelung erhält man die Nulllinien der Gold- und Alu-Intensitätsverhältniskurven, die als Referenzlinien benutzt wurden. Bei hohen Polarisationswerten muß die Polarisationsasymmetrie der Alufolie berücksichtigt werden. Dazu wird aus der Goldkurve eine Kurve abgeleitet, die nur 7 % der Goldasymmetrie hat. Diese Kurve entspricht der Asymmetriekurve für Alu aufgrund der Strahlpolarisation. Wenn man diese von der gemessenen Kurve abzieht, bleibt die Schrägstrahlasymmetrie für Alu übrig. Diese wird mit dem Faktor 0,7 korrigiert und muß nun der aus dem Strahlendepunkt ermittelten Schrägstrahlkurve entsprechen. Nach Abzug dieser Kurve von der gemessenen Goldkurve ergibt sich die wahre Goldkurve $R_{Au}(\emptyset)$. Diese Ermittlung der wahren Goldkurve ist sehr zeitraubend und wurde meist durch eine Abschätzung der Schrägstrahlasymmetrie ersetzt.

Die Ermittlung der zur Strahlrichtung z parallelen Komponente des Polarisationsvektors aus der Meßkurve mit Wienfilter geschieht nach der Formel (die R -Werte sind schon korrigiert):

$$P_z = \frac{1}{/ S_{eff} /} \cdot \frac{(R(0^\circ) / R(180^\circ))^{+1/2} - 1}{(R(0^\circ) / R(180^\circ))^{+1/2} + 1} \quad (23)$$

Die Querkomponente der ESP wird aus der Kurve ermittelt, die mit ausgeschaltetem Spindrehwerk gemessen worden ist (wieder mit korrigierten R -Werten):

$$P_\perp = \frac{1}{/ S_{eff} /} \cdot \frac{(R_{max} / R_{min})^{+1/2} - 1}{(R_{max} / R_{min})^{+1/2} + 1} \quad (24)$$

Aus diesen beiden Werten kann der Betrag des Polarisationsvektors bestimmt werden:

$$/ P / = (P_z^2 + P_l^2)^{+1/2} \quad (25)$$

Die ESP ist positiv zu nehmen, wenn das Maximum der Intensitätsverhältniskurve, die mit angeschaltetem Wienfilter gemessen wurde, in der Nähe von $\varnothing = 0^\circ$ liegt.

Die Poldistanz ϑ der Polarisation, d.h. der Kegelwinkel des Polarisationsvektors gegen die Strahlrichtung, ergibt sich aus:

$$\vartheta = \arctan(P_l / P_z) \quad (26)$$

Der statistische Fehler wurde nach dem von R.D. Evans (1963) beschriebenen Verfahren für kontinuierliche Ratemeterablesung aus der Meßkurve bestimmt bzw. aus der Strahlintensität abgeschätzt.

Wenn der Fehler aufgrund zu kleiner Intensitäten vernachlässigbar ist, sind mit dieser Apparatur Relativmessungen auf mindestens 1 % genau möglich. Wegen der Ungenauigkeit der Shermanfunktion (Fehler bei der Bestimmung der effektiven Shermanfunktion und Ungenauigkeit des theoretischen Wertes, siehe Kap. 2.6 und 3.4.2) ist der systematische Fehler der Polarisationsbestimmung größer und hat ungefähr folgenden Wert:

$$\Delta P / P_{\text{syst}} \approx 0,05$$

4. MESSERGEBNISSE UND DEUTUNG

4.1 Seltene Erdmetalle

4.1.1 Gadolinium

Gadolinium wurde aus Tantal-Öfchen auf 14 $\langle 110 \rangle$ -orientierte W-Spitzen aufgedampft, meist 30 sec lang mit dem Verdampfer auf heller Weißglut, also ziemlich kräftig. Das Gd-Material war 99,9 % rein (bezogen von Koch und Light). Es erwies sich als sehr günstig, die Spitzen mit einem Heizstrom durch den W-Bügel auf einer Temperatur von 600 bis 700 K zu halten, solange aufgedampft wurde. Diese Temperatur wurde mit dem Thermoelement eingestellt, stieg aber durch die Strahlung des sehr nahen Ofens während des Aufdampfens etwas an. Wenn danach kurz auf Rotglut getempert wurde (meist wurden 900 K...1100 K für 10 sec erreicht), zeigte sich oft das von W. Eckstein, K.F. Georg, W. Heiland, J. Kirschner und N. Müller (1970) veröffentlichte Bild, wobei Gd mit seiner (0001)-Ebene epitaktisch auf die (011)-Ebene des W aufgewachsen ist, vgl. Fig. 16 und Fig. 20. Fig. 16 zeigt das FE-Bild der gereinigten W-Spitze, mit der alle hier gezeigten Gd-Bilder erzielt wurden (Fig. 17...Fig. 22). Es wurden aber auch beliebige andere Orientierungen festgestellt, wahrscheinlich wegen des schnellen Aufdampfens dicker Schichten (Fig. 19 und 21). In Fig. 19 liegt die (0001)-Ebene ganz rechts oben. Schräg über der Probenöffnung in der Bildmitte ist die $\langle 10\bar{1}1 \rangle$ -Richtung, darunter die $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ -Richtung. Die Elektronen dieses Bildes hatten 1 min nach dem Aufdampfen eine Polarisierung von +45 %. Es konnte auch eine $\langle 111 \rangle$ -orientierte W-Spitze bedampft werden. Hier zeigte sich bei der epitaktisch aufgewachsenen Schicht das entsprechende Bild mit 3-zähliger Symmetrie. Um einen zentralen hellen Fleck sind 3 helle Flecken unter 120° angeordnet.

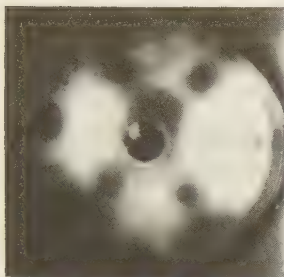


FIG. 16 W-FE-Bild
P = 0 %

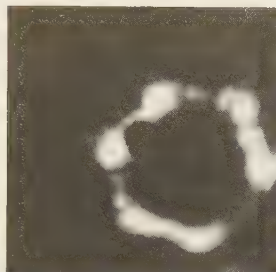


FIG. 17 Gd auf W
P = -6 %

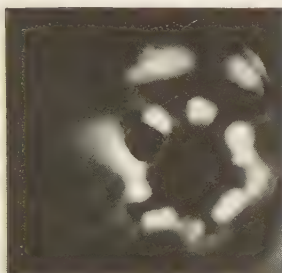


FIG. 18 Gd auf W
P = +29 %

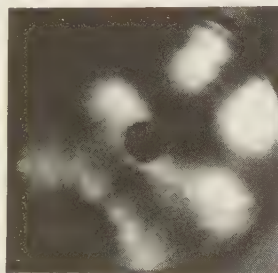


FIG. 19 Gd auf W
P = +45 %

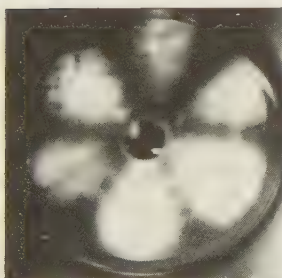


FIG. 20 Gd auf W
P = +36 %

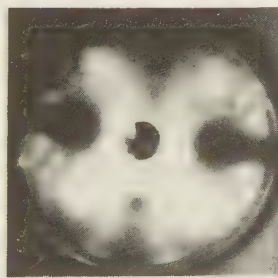


FIG. 21 Gd auf W
P = +26 %



FIG. 22 Gd auf W P = 0 %, "optimale Bedeckung"

Temperbedingungen:

FE-Bild: Zeit: Temperatur:

Fig. 16	10s	2400 K
17	10s	1000 K
18	5s	1250 K
19	5s	1000 K
20	5s	1250 K
21	10s	1100 K
22	10s	1850 K

Wurden epitaktische Schichten erreicht und entsprachen die Bilder dem von W. Eckstein et al. 1970 veröffentlichten, lag die ESP kurz nach dem Tempern reproduzierbar zwischen +41 und +53 %, wobei bei der $\langle 111 \rangle$ -W-Spitze Werte um 50 % gemessen wurden. Die höchste bei epitaktischen Gd-Schichten einmal erzielte Polarisierung war +61 %. Erfahrungsgemäß wurden die höchsten Polarisierungsgrade erhalten, wenn die niederindizierten Flächen gut ausgebildet waren, d.h. die hellen Flecken durch große dunkle Bereiche getrennt waren und nicht zusammenhängen. Bei 5 Spitzen konnten nur Werte zwischen 34 und 36 % erreicht werden, wobei es aber nicht ganz gelang, die oben erwähnten Bilder zu erhalten, bei den anderen lag die ESP über 41 %. Ebenso wurden ESP-Werte um +50 % erhalten nach "build up" = Tempern unter Feldemission.

Die Abnahme der ESP in den ersten 20 min nach dem Tempern lag im Mittel bei $(0,6 \% \pm 0,2 \%) / \text{min}$, wobei anfangs die Steigung meist größer war (bis 1 %/min), und hatte nach 30 min auf 0,2...0,5 % pro min abgenommen, wobei dann die Polarisierung meist schon auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes abgenommen hatte. Das Restgas in der Apparatur besteht fast nur aus H_2 , so daß angenommen werden muß, daß die Polarisierungsabnahme durch H_2 -Adsorption hervorgerufen wird. Die Austrittsarbeit der sauberen Gd-Schichten, berechnet nach Gl. 13, lag bei 3,2...3,5 eV.

Eine Gd-Schicht ergab nach 12 h in einem Vakuum von $1 \cdot 10^{-7}$ mbar, wobei die Spitze auf der Temperatur des flüssigen Stickstoffs gehalten wurde, noch eine Polarisierung zwischen +7 und +20 %. Das Emissionsbild bestand aus wenigen sehr seitlichen getrennten kleinen Flecken.

Zweimal wurden bei frisch eingebauten Gd-Öfchen auch kleine negative ESP-Werte bis -10 % gemessen beim ersten Aufdampfversuch. Ein FE-Bild, bei dem eine kleine Polarisierung von -6 % gemessen wurde, zeigt Fig. 17. Nach kurzem weiteren Tempern wurde Fig. 18 mit +29 % Polarisierung erhalten. Bei den vielen späteren Aufdampfversuchen, die pro Spitze durchgeführt wurden,

ergaben sich nur positive Polarisationen. Nach den Aufdampfversuchen und Messungen wurden die Spitzen meist vor dem weiteren Aufdampfen durch Hochglühen von den Gd-Schichten gesäubert.

Das von N.A. Gorbatyi und B.I. Karpachev (1969) und von A.V. Garnov, N.A. Gorbatyi und B.I. Karpachev (1971) veröffentlichte Bild der "optimalen Bedeckung" zeigte nur kleine positive ESP-Werte unter 10 %. Dieses Bild wurde nach längerem Tempern bei Temperaturen über 1500 K erhalten (Fig. 22).

Fig. 23 zeigt die Abhängigkeit der Absolutbeträge der ESP für epitaktische Gd-Schichten für magnetische Flußdichten von 0...1,5 T. Die Magnetfeldabhängigkeit ist für eine Messung mit hoher Polarisierung gezeigt. Da diese Meßreihe 1 h dauerte, wurde der zeitliche Trend korrigiert. Außerdem ist noch der Mittelwert aus allen Magnetfeldabhängigkeitsmessungen (7 Meßreihen) eingezeichnet, die teilweise bei hohen Magnetfeldern begonnen wurden, teilweise bei kleinen, wodurch zwar der Betrag niedriger ist, aber der zeitliche Trend auch eliminiert wurde. Bis auf den ca. 20-prozentigen Abfall der ESP bei 0,15 T, der bei allen 7 Meßreihen auftrat und der außerhalb der Fehlergrenze ist, hängt der Betrag der Polarisierung bis 4,5 T nicht vom Magnetfeld ab. Wodurch dieses Absinken zustande kommt, ist noch nicht geklärt. Die elektronenoptische Abbildung scheint dafür nicht verantwortlich zu sein, da dieser Effekt bei anderen Materialien nicht auftrat. Eher sind die speziellen magnetischen Eigenschaften des Gd dafür verantwortlich (Lage der magnetischen Vorzugsrichtung).

Unter ca. 0,7 T drehte sich der P-Vektor kontinuierlich aus der +z-Achse, bis er bei Magnetfeld 0 quer zur Emissionsrichtung stand ($\vec{P}$ in Richtung der Gd-Schicht). Diese Messungen sind in Fig. 24 zu sehen. Für alle ESP-Messungen in Abhängigkeit vom Magnetfeld wurde das Zentrum des FE-Bildes untersucht, also die Umgebung der <0001>-Richtung. Soweit es die Richtungsauflösung der Apparatur gestattete, konnten keine großen Polarisationsunterschiede im Gd-Bild festgestellt werden.

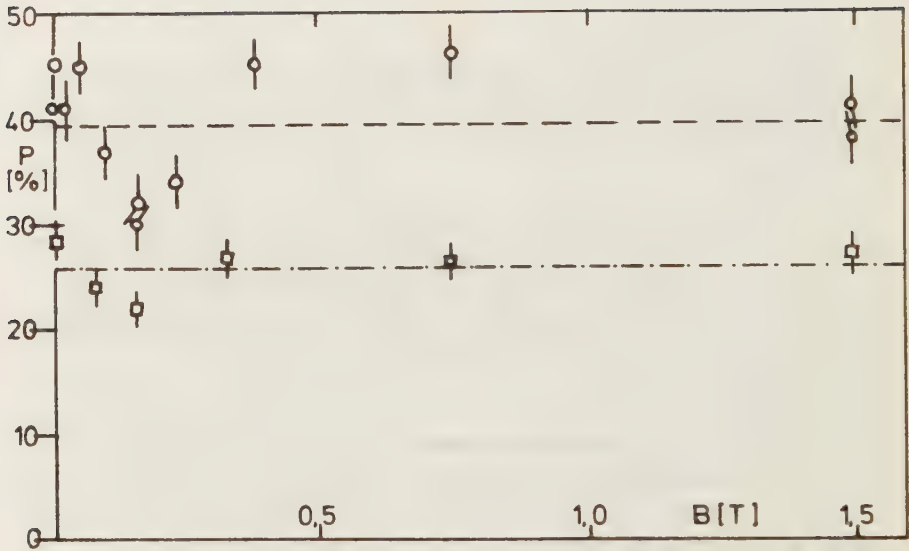


FIG. 23 Magnetfeldabhängigkeit der ESP von Gd-Schichten auf W, Einzelmessung (o) und Mittelwert aus 7 Meßreihen (□); $T = 15 \text{ K}$



FIG. 24 Magnetfeldabhängigkeit des polaren Winkels der ESP gegen die positive z-Achse für Gd-Schichten auf Wolfram ($T = 15 \text{ K}$)

Es wurde auch die Abhängigkeit der ESP von der Spitzentemperatur untersucht bis ca. 250 K in Magnetfeldern zwischen 0,75 T und 4,5 T (Fig. 25). Die ESP nahm reversibel ab mit steigender Temperatur. Die Meßkurven, aus denen die hier gezeigten Punkte abgeleitet sind, entsprechen der in Kap. 5.5.5, Fig. 15 für EuO gezeigten, nur ist hier der Endwert der ESP nicht gleich dem Anfangswert wegen der zeitlichen Änderung der Polarisierung. Der zeitliche Trend konnte aber leicht eliminiert werden. Die Meßpunkte zeigen beim Vergleich mit der Kurve der relativen Magnetisierung, die aus den Messungen von H.E. Nigh, S. Legvold und F.H. Spedding (1963) abgeleitet sind, daß der Verlauf der relativen ESP-Kurve und der relativen Magnetisierungskurve grob übereinstimmt. In der Nähe des Curiepunktes von 293 K wurden Werte der relativen Magnetisierung eingezeichnet, die aus Messungen von C.S. Gaskell und H. Motz (1962) für verschiedene angelegte Magnetfelder abgeleitet wurden. Eine Abhängigkeit der Polarisationsabnahme vom angelegten Magnetfeld konnte nicht festgestellt werden, ist auch aufgrund der Magnetisierungskurven nicht zu erwarten. Zur Ergänzung sei noch angeführt, daß eine Spitze, die bei 15 K 41 % Polarisierung zeigte, reversibel bei 470 K eine $ESP < 1\%$ ergab. Die Einstellung der Temperatur der Spitze wurde hier durch direkte Bügelheizung vorgenommen.

Bis zu FE-Strömen von $2 \cdot 10^{-6}$ A wurde keine Stromabhängigkeit der ESP festgestellt. Nach Aufdampfen ohne Tempern konnten nur sehr kleine Polarisationsgrade festgestellt werden (kleiner 5 %), ebenso bei einer nur durch schwache Felddesorption von maximal +15 kV behandelten massiven Gd-Spitze.

4.1.2 Terbium

Mit Terbium (99,9 %, Koch & Light) wurde nur eine W-Spitze bedampft. Diese zeigte in $\langle 111 \rangle$ -Richtung. Nach Tempern auf 1000 K (schwache Rotglut) für 10 sec wurden vorwiegend positive Werte gemessen bis zum Maximum bei 31 % (bei einem Magnetfeld von

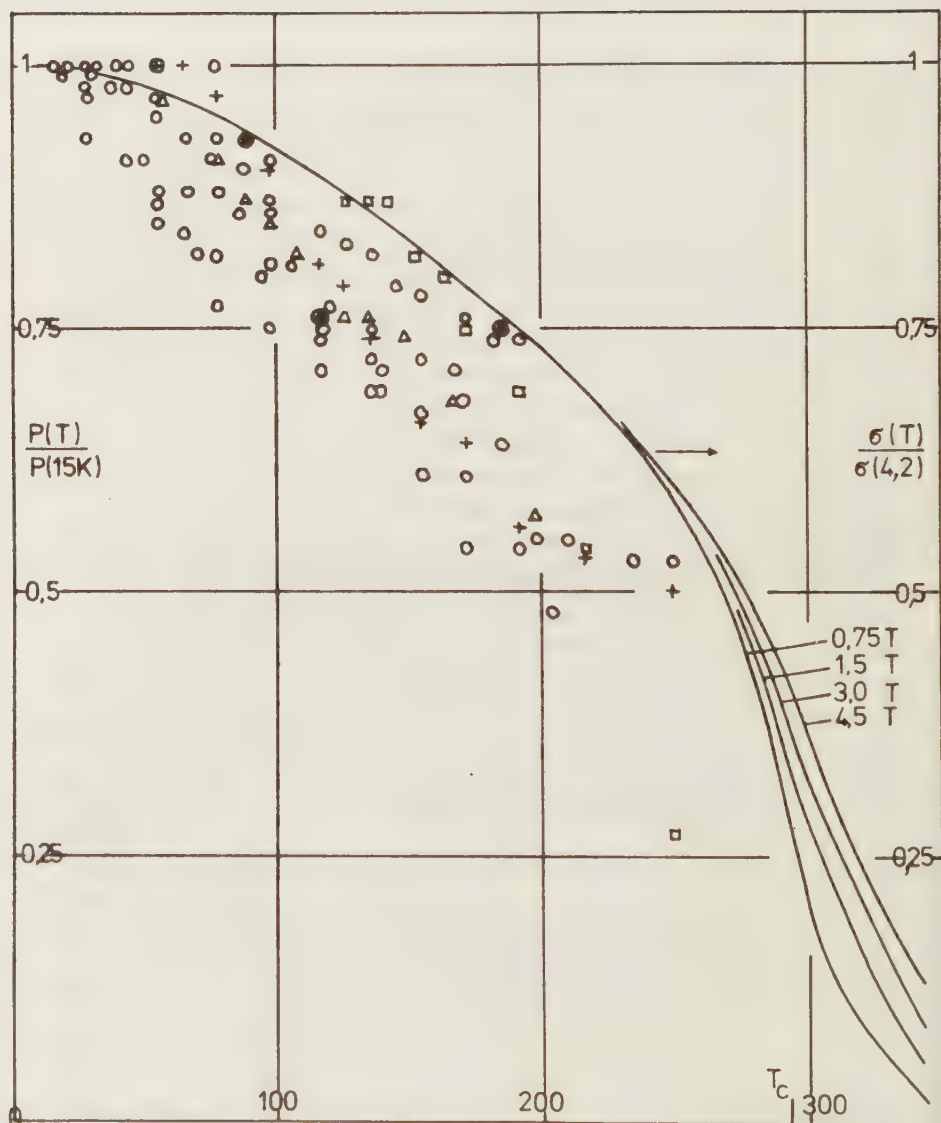


FIG. 25 Abhängigkeit der reduzierten ESP $P(T)/P(15\text{ K})$ von der Temperatur (in Kelvin) für Gd-Schichten auf W-Spitzen (Parameter magnetische Induktion: 0,75 T (Δ); 1,5 T ($\circ$); 3 T ($+$); 4,5 T ($\square$)). Die durchgezogenen Linien repräsentieren die reduzierte spontane Magnetisierung für die c-Achse des Gadoliniums.

4,5 T), aber auch negative Werte bis -15 % (beim 5. Aufdampfversuch), gemessen bei 1,5 T. Bei der negativen Polarisation wurde eine Austrittsarbeit von 3,9 eV gemessen, während sie sonst bei 2,6...3,2 eV lag.

4.1.3 Dysprosium

Mit Dysprosium (5 N, Koch & Light) gelangen bei 5 $\langle 110 \rangle$ -W-Spitzen Messungen. Mit allen Spitzen wurden ESP-Werte über +26 % erreicht, im Durchschnitt +36 %, die maximale Polarisation lag bei +48 %. Bei FE-Bildern mit 4- oder 6-zähliger Symmetrie wurde keine Polarisation gemessen, auch die "optimale Bedeckung" zeigte keine Polarisation. Tempern verringert fast immer die Polarisation erheblich. Die Zeitabhängigkeit der ESP konnte noch nicht ausreichend untersucht werden. Meist wurden positive Werte gemessen. Die Magnetfeldabhängigkeit der ESP wurde in Feldern zwischen 0,23 T und 6 T untersucht, wobei keine Änderung der ESP im Rahmen der stark streuenden, in Fig. 26 gemittelten Polarisationswerte (um den zeitlichen Trend zu eliminieren, wie beim Gd), gefunden werden konnte. Im Gegensatz zum Gd blieb der Winkel des Polarisationsvektors gegen die z-Achse ziemlich konstant bei etwas über 40° für Magnetfelder bis ca. 4,5 T, um erst bei 6 T auf 25° abzunehmen (Fig. 27). Mehr als zwei Drittel der gemessenen Winkel für $B \leq 4,5$ T lagen zwischen 30° und 50° . Ob der Winkel ϑ für Magnetfelder unter 0,23 T gegen 90° strebt, konnte noch nicht festgestellt werden. Die ungetempert auf die kalten Spitzen aufgedampften Dysprosiumschichten bestehen wahrscheinlich aus magnetisch sehr harten Einbereichsteilchen, wodurch der unverändert große Winkel erklärt werden könnte.

Eine interessante Meßreihe gelang nach kurzem Tempern auf Rotglut (ca. 1000 K für einige sec). Hier konnte ein viermaliger Vorzeichenwechsel der ESP gemessen werden, zweimal von + nach - bei steigendem Magnetfeld, zweimal von - nach + bei fallendem Magnetfeld (Fig. 28). Die eingezeichneten Werte ge-

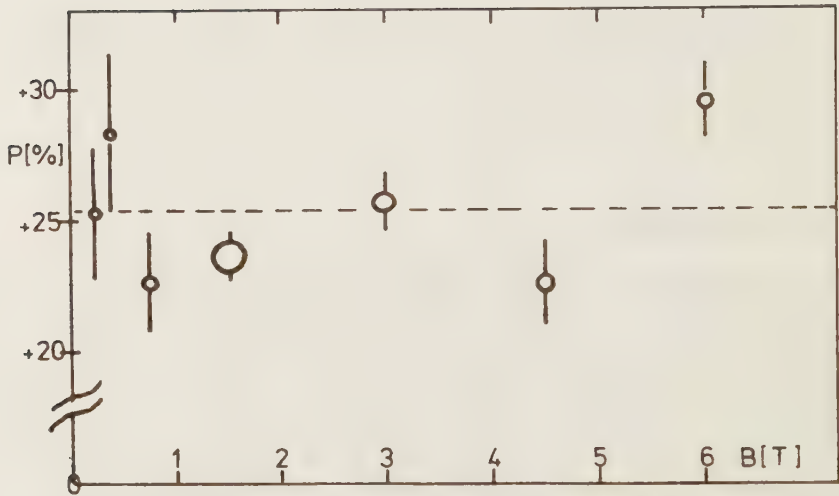


FIG. 26 Magnetfeldabhängigkeit der ESP von Dy-Schichten auf Wolfram; die Kreisfläche ist proportional zur Anzahl der Messungen ($T = 15 \text{ K}$)

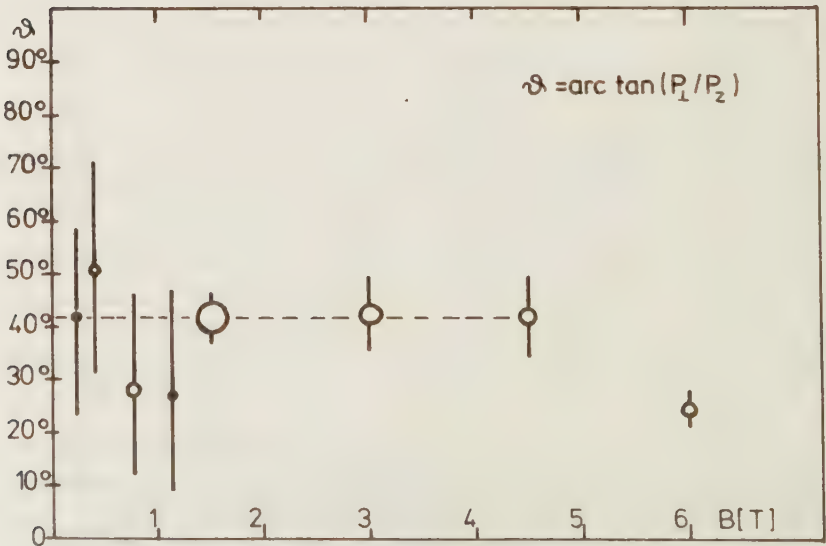


FIG. 27 Magnetfeldabhängigkeit des polaren Winkels der ESP gegen die positive z-Achse für Dy-Schichten auf W ($T = 15 \text{ K}$)

ben nur die aufeinanderfolgenden Messungen an, zwischen denen der Vorzeichenwechsel stattfand, nicht aber die etwas streuenden Zwischenwerte beim schrittweisen Verändern des Magnetfeldes, z.B. wurden zwischen den Punkten 2b und 5a 6 (negative) Werte gemessen im Abstand von 0,15 T bis 0,3 T. Es konnte also bei dieser Meßreihe, die ca. 1 h dauerte, bis die ESP völlig verschwand, zweimal eine Hysteresekurve durchlaufen werden, die nicht punktsymmetrisch zum Ursprung lag.

Die magnetischen Eigenschaften von Dy-Einkristallen wurden von D.R. Behrend, S. Legvold und F.H. Spedding (1958) sehr eingehend untersucht. Unterhalb 85 K ist Dy ferromagnetisch mit der $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Achse (a-Achse) als Richtung der leichtesten Magnetisierung. Zwischen 85 K und 179 K ist Dy antiferromagnetisch. Beim Anlegen eines äußeren Feldes erfolgt bei einer kritischen Feldstärke, die mit der Temperatur ansteigt, ein Umklappen der antiferromagnetischen Spiralstruktur in die ferromagnetische Ordnung. Dieser Übergang ist ein Phasenübergang erster Ordnung und mit einer Änderung der Gitterabstände verbunden, wie von F.J. Darnell und E.P. Moore 1963 nachgewiesen wurde (siehe auch V.A. Finkel', V.V. Vorobév 1967 und A.E. Clark, B.F. de Savage und R. Bozorth 1965). Beim ferromagnetischen Umwandlungspunkt findet auch ohne Magnetfeld eine Gitterumwandlung von der normalen hexagonalen bei höherer Temperatur zu einer orthorombischen ferromagnetischen Struktur statt. Die a-Achse ändert sich um 0,27 %.

Systeme mit ferromagnetischer - antiferromagnetischer Kopplung zeigen Austauschanisotropie, wodurch eine zum Nullpunkt des Magnetfeldes nicht mehr punktsymmetrische Hysteresekurve entsteht, wenn bei Abkühlung unter den Néelpunkt ein Magnetfeld anliegt, was auch bei den oben beschriebenen Messungen der Fall war, die eine Art asymmetrische Hysteresekurve der Polarisation zeigen. Dy ist magnetisch stark anisotrop und zeigt extreme magnetische Nachwirkungen, wie H. Rauch, E. Seidl und A. Zeilinger 1971 festgestellt haben bei Neutronen-Depolarisationsmessungen. Für das Einstellen stabiler Bereichsstruk-

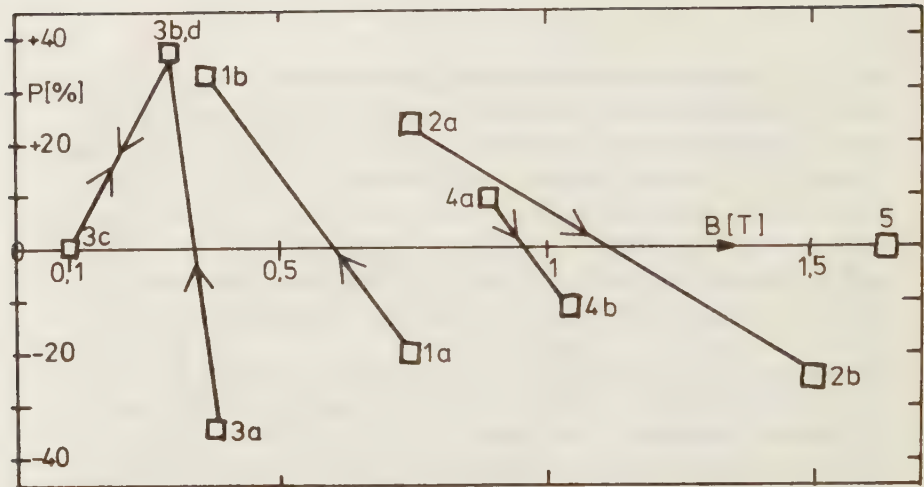


FIG. 28 Dysprosium-Polarisationsmessung mit Hystereseschleife
(nach Tempern auf 1000 K für einige Sekunden)
Erklärung siehe Text

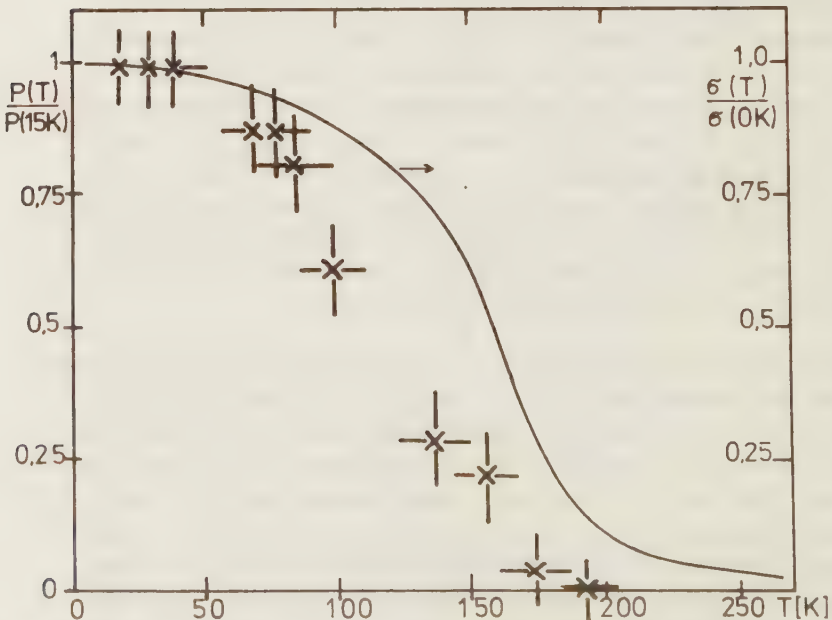


FIG. 29 Temperaturabhängigkeit der reduzierten ESP $P(T)/P(15\text{ K})$
für eine Dy-Schicht auf W ($B = 1,5\text{ T}$ entlang der c-Achse)
im Vergleich zur reduzierten Magnetisierung $\sigma(T)/\sigma(0\text{ K})$
($B = 1,2\text{ T}$ entlang der a-Achse)

turen wurden Zeiten bis zu 1 h beobachtet. Das Verschwinden der Polarisierung kann also ein zeitabhängiger Effekt sein oder aber auch ein zyklusabhängiger Effekt (siehe z.B. B. Kuklow, M. Lambeck, H. Schroeder-Fürst und J. Wortmann 1971).

Einmal wurde auch eine Temperaturabhängigkeit der ESP gemessen ($B = 1,5 \text{ T}$), die Fig. 29 zeigt. Die ESP hat bei 100 K schon deutlich abgenommen, über ca. 170 K wurde keine Polarisierung mehr gemessen. Zum Vergleich ist die relative Magnetisierungskurve für massives Dy nach D.R. Behrend, S. Legvold und F.H. Spedding (1958) eingezeichnet, für eine magnetische Induktion von 1,2 T in Richtung der a-Achse, der leichten Magnetisierungsrichtung des Dysprosiums. Ob der schnelle Abfall der Polarisierung auf Dünnschichteffekte zurückzuführen ist oder darauf, daß das Magnetfeld in unserem Fall wahrscheinlich eher entlang der schweren Richtung c angelegt war, müssen weitere Messungen klären.

Größere Polarisierungsgrade scheinen bei Dy erst bei dicken Schichten aufzutreten, allerdings war bei zu großen Aufdampfraten die Gefahr groß, daß die Schichten durch Abblättern vom mitbedampften V2A-Teller (Kap. 3.2.4) des Emissionskopfes die Versuche beendeten, da dann die Spannungsfestigkeit ungenügend wurde. Bis auf die eine Messung mit der asymmetrischen Hysterese wurden nach Tempern nur Polarisierungsgrade bis ca. 10 % gemessen. Allerdings wurde teilweise vielleicht nicht lange genug gewartet, da oftmals die ESP im Laufe der Zeit noch anstieg. Es wurden Feldemissionsbilder mit 2-, 4- und 6-zähliger Symmetrie beobachtet, allerdings war bei diesen Bildern die Polarisierung sehr klein. Das Bild mit 6-zähliger Symmetrie zeigte eine Austrittsarbeit von ca. 3.3 eV, es wurden aber auch kleinere Austrittsarbeiten gemessen ($\approx 2.5 \text{ eV}$).

4.1.4 Holmium

Mit Holmium (3 N, Koch & Light) konnte bisher nur eine $\langle 110 \rangle$ -W-Spitze bedampft werden. Die maximal gemessene Polarisierung war +33 % bei $B = 3 \text{ T}$, es wurde aber auch einmal eine negative von -10 % gemessen. Die Messungen wurden nach Tempern von 10 s auf 1000 K durchgeführt. Es zeigte sich praktisch nur longitudinale Polarisierung. Ein Bild mit 4-zähliger Symmetrie hatte nur +2,5 % Polarisierung. Die Austrittsarbeit war dabei ungefähr 3 eV.

4.1.5 Erbium

Mit Erbium (3 N, Rare Earth Products, Ltd) wurden 3 Spitzen (W- $\langle 110 \rangle$) bedampft. Der maximale Polarisationswert betrug +66 % bei einem Magnetfeld von 4.5 T. Die Schicht hatte hexagonale Kristallstruktur. Bei einer Spitze wurden beim ersten Aufdampfversuch kleine negative Werte (von minimal -5 %) gefunden (zugehöriges FE-Bild siehe Fig. 30), sonst wurden nur positive Werte gefunden (Fig. 31 und 32). Bei diesen Bildern war die Polarisierung allerdings nicht besonders hoch. Das Photo von Fig. 32 wurde aufgenommen, während ein kleines Magnetfeld von 8 mT angelegt war. Vor der Aufnahme wurde 10 sec bei 1400 K getempert. Die (0001)-Ebene liegt in diesem Bild links unten. Soweit bekannt ist, sind noch keine FE-Bilder von Erbium veröffentlicht. Die Polarisierung war bei den verwendeten Feldern von 1.5 T und darüber immer longitudinal. Erbium hatte eine Austrittsarbeit von ca. 2,8 eV.

4.1.6 Thulium

Mit Thulium wurde nur eine W- $\langle 110 \rangle$ -Spitze bedampft, und zwar elfmal. Nach Tempern auf 700 K für ca. 30 s wurden bei Magnetfeldern bis 3 T nur Polarisierungsgrade unter +3 % gemessen, bei Magnetfelder von 4,5 T aber bis zu +13 %. Dieses Ergebnis



FIG. 30 Er auf W
FE-Bild nach Tempern
30s auf 1000 K
 $P = -2,5 \%$
($B = 1,5 \text{ T}$)



FIG. 31 Er auf W
FE-Bild nach Tempern
10s auf 1200 K
 $P = +2,5 \%$
($B = 1,5 \text{ T}$)

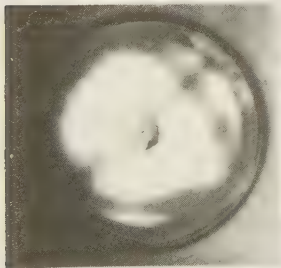


FIG. 32 Er auf W
FE-Bild nach Tempern
10s auf 1350 K
(Aufn. bei $B = 8 \text{ mT}$)
 $P = +14 \%$
($B = 1,5 \text{ T}$)

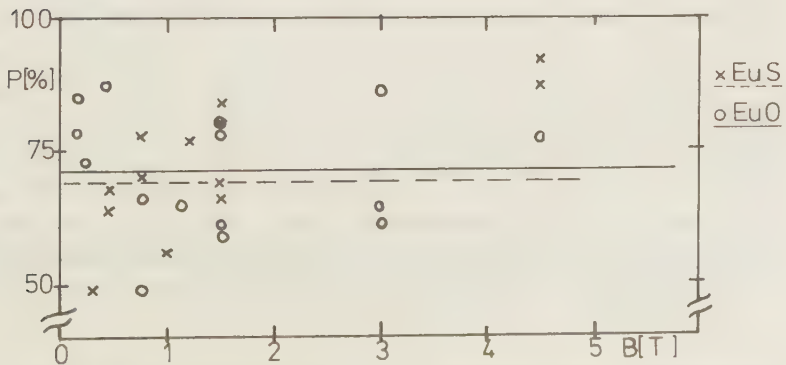


FIG. 33 Magnetfeldabhängigkeit der ESP von EuO u. EuS auf W

ist verständlich, wenn man bedenkt, daß Tm unter 55 K metamagnetisch ist. Messungen von D.B. Richards und S. Legvold (1969) haben gezeigt, daß in Feldern kleiner 2,7 T Tm einen Néelpunkt von ungefähr 55 K zeigt, aber die Magnetisierung ist erst ungefähr 15 % der aufgrund des Ionenmoments von $7 \mu_B$ /Atom erwarteten. Bei ca. 2,8 T steigt die Magnetisierung erheblich an auf $7,07 \mu_B$ /Atom. Diese kritische Feldstärke wurde bei den oben angeführten Messungen bei 15 K und 4,5 T überschritten, wodurch sich die Polarisation einstellt. Aufgrund der wenigen Messungen kann noch nicht geschlossen werden, daß die gemessenen 13 % die höchsten erreichbaren Werte sind. Das Verhältnis 3 % zu 13 % entspricht aber gut der oben erwähnten Magnetisierungsänderung. Auch hier wurden FE-Bilder mit 6-zähliger Symmetrie beobachtet, die aber sehr wenig Polarisation zeigten. Negative Werte wurden nicht beobachtet. Die gemessenen Austrittsarbeiten nach Formel 15 waren 2,7...3,4 eV. Bei den hohen verwendeten Feldern wurde nur longitudinale Polarisation gemessen.

4.2 Europiumverbindungen

4.2.1 Europiumsulfid

Wie schon erwähnt, wurden auch EuS-Schichten⁺) untersucht, die durch Aufdampfen aus einer etwas anderen Ofenkonstruktion erhalten wurden (stationärer Doppelofen, siehe Kap. 3.2.4). EuS-Schichten lieferten nach Tempern für 10...20 s bei 1000...1200 K ESP-Werte bis 90 %, über Stunden stabil und konnten daher für Testmessungen gut verwendet werden (Kap. 3.4.1). Die Schichten wuchsen meist nicht epitaktisch auf,

⁺) Das EuS-Material stellte N. Müller vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching zur Verfügung, wofür ihm an dieser Stelle herzlich gedankt sei.

sondern es zeigten sich im FE-Bild viele kleine, unregelmäßige Flecken, die teilweise sehr seitlich waren und erst mit kleinen Magnetfeldern, erzeugt mit der Supraleitungsspule, sichtbar wurden. Bei den hohen Polarisationswerten wurde eine Austrittsarbeit von 2,3 eV gemessen. Der Betrag der Polarisation war magnetfeldunabhängig (siehe Fig. 33). Hier war der Winkel des Polarisationsvektors gegen die Strahlachse eher von der Emissionsstelle abhängig als vom Magnetfeld. Es wurden für beliebige Winkel zwischen 0° und 30° gemessen, also Werte im Rahmen der von W. Eckstein und N. Müller (1975) für seitliche Emission berechnete Werte. Mit einer EuS-Schicht, behandelt wie oben erwähnt, konnte bei 100 K noch eine ESP von 28...33 % festgestellt werden; diese Schicht zeigte bei 15 K eine ESP von 60...67 %. Für massives EuS liegt die Curietemperatur bei 16 K (siehe T.R. McGuire und M.W. Shafer 1964).

Die ESP der Feldelektronen des Systems EuS auf W wurde von zwei weiteren Gruppen, einer in Garching und einer in Bielefeld, eingehend untersucht, deren Ergebnisse im Vergleich mit den hier geschilderten Messungen in Kap. 5.3 gebracht werden.

4.2.2 Europiumoxid

Die Präparation von EuO-Filmen wurde von verschiedenen Autoren untersucht. K.Y. Ahn und M.W. Shafer (1970) bzw. K. Lee und J.C. Suits (1971) verdampften gleichzeitig aus zwei verschiedenen Quellen Eu und Eu_2O_3 . Letzteres verdampft nicht als molekulares Eu_2O_3 , sondern als Eu, EuO und O_2 . Die Stöchiometrie der Aufdampfschichten kann durch Verändern des Verdampfungsverhältnisses Eu zu Eu_2O_3 eingestellt werden. Andere Möglichkeiten sind das Verdampfen von metallischem Eu in einem Sauerstoffpartialdruck von ca. $3 \cdot 10^{-5}$ mbar bei einer Substrattemperatur von 400°C (J. Ferré, J.P. Badoz, C. Paparoditis und R. Suryanarayanan 1971) oder das Aufdampfen von Eu-Filmen mit nachfolgendem Oxidieren bei 200°C in 10^{-3} mbar O_2 für 20 min (Y. Capiomont, N.V. Dang und O. Massenet 1972). Man erhielt

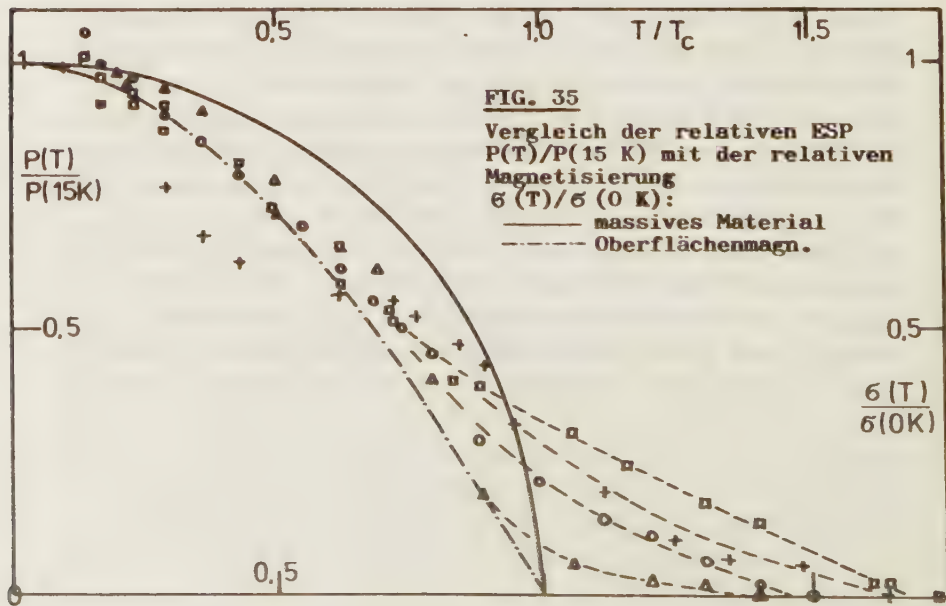
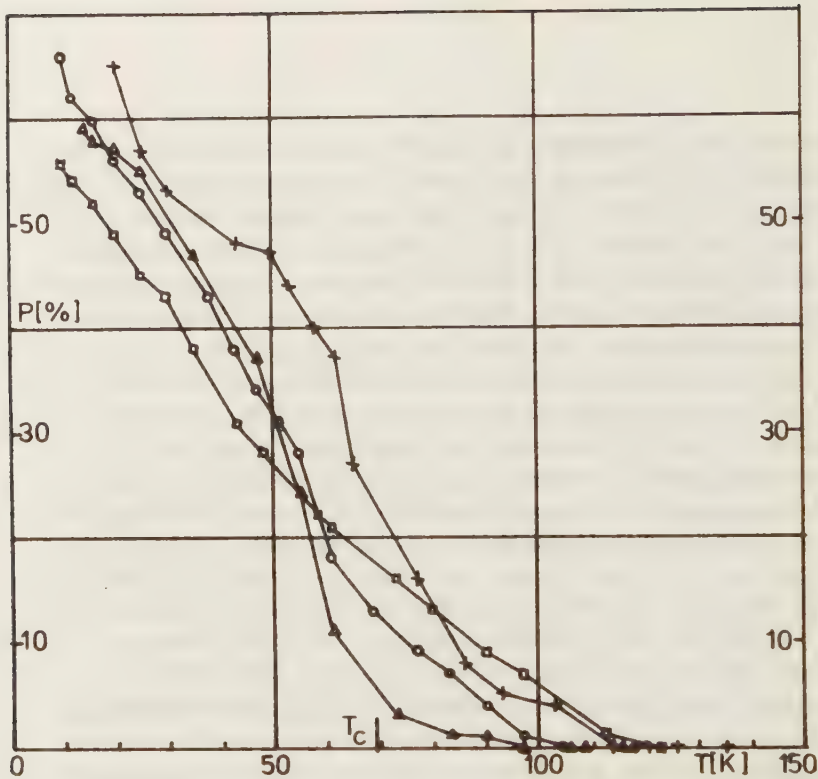
so dotierte EuO-Filme mit einem Überschuß von Eu im Vergleich zur Stöchiometrie und eine Curie-Temperatur von ca. 120 K. Nach Tempern (15 min bei 400°C) erhielten die letztgenannten Autoren eine Curie-Temperatur, die der des massiven Materials entsprach. Das Tempern bewirkt, daß der Eu-Überschuß vermindert wird. Durch Oxidieren von Eu-Schichten und nachfolgendem Tempern können also auf einfache Weise EuO-Filme mit verschiedenen Graden der Dotierung mit Eu erhalten werden. Diese Präparationsmethode wurde hier hauptsächlich angewandt.

Mit Europiummetall (Koch & Light, urspr. 99,9 %) wurden 3 W-〈110〉-Spitzen bedampft. Hier nahm die ESP immer mehr ab, je öfter man aus dem Ta-Öfchen aufdampfte. Zwischen den Aufdampfversuchen wurden die W-Spitzen jeweils durch kurzes Glühen auf 2800 K gereinigt. Während beispielsweise nach dem ersten Aufdampfen die mittlere Polarisation bei über +70 % lag, war sie beim dritten Aufdampfen unter 20 % und nach dem sechsten Aufdampfversuch unter 10 % gesunken. Die bei Eu gemessenen ESP-Werte sind daher wahrscheinlich auf Verunreinigen des Ausgangsmaterials (Oxidschicht auf dem Eu-Draht) zurückzuführen. Eu selbst ist unter 90 K antiferromagnetisch. Die Austrittsarbeit der EuO-Schichten war bei den hohen Polarisationsgraden 1,8...2,2 eV. Wenn die ESP abnahm, stieg gleichzeitig die Austrittsarbeit. Bei $\varnothing$ größer 2,8 eV war keine ESP mehr vorhanden. Die Austrittsarbeit von EuO ist 1,8 eV (D.E. Eastman 1973), während die von Eu 2,4...2,8 eV ist (A.V. Garinov, N.A. Gorbatiy und B.I. Karpachev 1971).

Nach Belüften der Apparatur mit O₂ und Tempern auf 1000 K für 10 sec zeigten zuvor mit Eu bedampfte W-Spitzen ESP-Werte von 89 % in einzelnen FE-Spots. Es wurden keine epitaktischen Schichten erzeugt. Bei einer Temperatur von 10 K konnte zwischen 0,15 T und 4,5 T keine Änderung des Absolutbetrages der ESP festgestellt werden (siehe Fig. 33). Der Winkel ϑ war wie beim EuS eher vom Emissionswinkel abhängig als vom Magnetfeld: die gemessenen Winkel waren zwischen 0° und 30° ziemlich gleichmäßig verteilt. Messungen ohne Magnetfeld gelangen wegen der teilweise sehr seitlichen Emission nicht.

Bei Erhöhung der Temperatur über 70 K wurde ein reversibles Verschwinden der Polarisierung auf 0 % festgestellt, wobei gleichzeitig der Feldemissionsstrom stark abnahm, ebenfalls reversibel, auf weniger als ein Dreißigstel des Stromes bei 15 K (siehe Fig. 14, wo die untere Kurve den FE-Strom zeigt). Die aus den Meßkurven gegen die Zeit erhaltenen Werte sind in Fig. 34 eingetragen für Magnetfelder von 0,75, 1,5, 3 und 4,5 T. Die Temperatur, bei der die ESP verschwindet, steigt etwas bei Vergrößern des angelegten Magnetfeldes. Bei kleinen Magnetfeldern verschwindet die Polarisierung bei ca. 70 K. Die Curie-Temperatur von massiven EuO liegt bei 69 K (siehe T.R. Mc Guire und M.W. Shafer 1964), so daß geschlossen werden kann, daß die erzeugten Schichten stöchiometrisch waren.

Es fällt auf, daß die Kurven zwischen 20 K und 60 K einen linearen Abfall mit fast gleicher Steigung für alle Magnetfelder haben. Der Verlauf erinnert an die von T. Takeda und H. Fukuyama (1976) berechneten Kurven für die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenmagnetisierung eines fcc-Heisenberg-Ferromagneten. Um die Meßwerte aus Fig. 34 mit den von diesen Autoren berechneten vergleichen zu können, wurde aus den Werten zwischen 20 und 60 K für die einzelnen Magnetfelder der Mittelwert gebildet und das Verhältnis der Werte zum extrapolierten für 0 K gegen die relative Temperatur T/T_c aufgetragen. Das Ergebnis ist in Fig. 35 zu sehen. Man erkennt, daß die Meßwerte gut mit den berechneten Werten für die Oberflächenmagnetisierung und nicht mit der Magnetisierungskurve für das massive Material, besonders wenn man die Werte für das kleinste Magnetfeld von 0,75 T betrachtet, übereinstimmen. Aus den erwähnten Rechnungen folgt außerdem, daß es keine paramagnetische Oberflächenschicht gibt, die auch bei keiner der in dieser Arbeit untersuchten Substanzen gefunden wurde.



4.3 Andere Emitttermaterialien

4.3.1 Praseodym

Während Praseodym in der doppelt-hexagonalen Struktur anti-ferromagnetisch ist, wurde auch eine fcc-Modifikation gefunden, die unter 8,7 K ferromagnetisch ist (siehe R.J. Elliott 1972 und S. Sakamoto, J. Nakai und Y. Nakagawa 1976). Es wurde eine $\langle 110 \rangle$ -W-Spitze mehrmals mit Pr bedampft und mit und ohne Tempern die ESP gemessen, ohne eine meßbare Polarisierung $/P/ \geq 1\%$ zu finden. Da die Spitztemperatur 10...15 K war, hätte auch nur beim Vorhandensein von Metamagnetismus eine ESP nachgewiesen werden können, über den aber nähere Angaben fehlen.

4.3.2 Terbiumoxid und Holmiumoxid

Mit dem Doppelofen wurde Tb_2O_3 und Ho_2O_3 auf W- $\langle 110 \rangle$ -Spitzen aufgedampft, ohne eine meßbare Polarisierung zu finden, d.h. es wurde $P = (0 \pm 2)\%$ gefunden. Beide Materialien sind anti-ferromagnetisch, wie von F. Holtzberg, T.R. McGuire und S. Methfessel 1970 dargelegt wurde. Diese Messungen wurden gemacht, um zu zeigen, daß antiferromagnetische Substanzen keine Polarisierung liefern. Allerdings wurden dabei aber keine indizierbaren Bilder erhalten (die Substanzen haben Mn_2O_3 -Struktur).

4.3.3 Wolfram

Vor dem Aufdampfen der einzelnen Materialien wurde meist die ESP des Substratmaterials Wolfram gemessen, so daß damit auch Meßwerte von Wolfram vorliegen. Nicht mit jedem W-Material wurden gute FE-Bilder erzielt. Die schönsten FE-Bilder zeigte das Material "grade VP" der Fa. Material Research Corp.,

Orangeburg, das deshalb ausschließlich als Substratmaterial verwendet wurde. Wolfram zeigte keine ESP, also $P = (0 \pm 1) \%$, weder kurz nach dem Tempern bzw. Ausglühen, wenn sich das saubere FE-Bild zeigte (siehe Fig. 16), aber auch nicht mit adsorbiertem Wasserstoff nach längerer Meßzeit. Auch bei unbehandelten W-Spitzen wurde keine Polarisierung gemessen, im Gegensatz zu G. Regenfus und P. Süttsch 1974, die Werte bis $\pm 11...13 \%$ bei Wolfram fanden.

Bei der Berechnung der Austrittsarbeiten von Aufdampfschichten auf W-Spitzen nach Gl. 13 wurde für Wolfram eine Austrittsarbeit ϕ von 4.5 eV zugrunde gelegt.

5. FOLGERUNGEN UND VERGLEICH

5.1 Folgerungen aus den Messungen

1. Alle untersuchten ferromagnetischen Materialien liefern hohe Polarisationsgrade über 10 %, aber nicht die Stoffe mit antiferromagnetischer Ordnung oder die ohne magnetische Ordnung (z.B. W). Das Vorzeichen ist fast immer positiv. In weniger als 3 % der Gesamtanzahl der Messungen wurde eine negative Polarisation festgestellt, die meist bei den ersten Aufdampfversuchen auftrat, was auf das Mitverdampfen eventuell vorhandener Verunreinigungen hindeutet. Die verwendeten Ausgangsmaterialien waren offensichtlich teilweise nicht rein genug bzw. wurden sie zu lange gelagert.
2. Die höchsten Polarisationsgrade wurden bei den Systemen W-EuS und W-EuO beobachtet, die beide ESP-Werte von ungefähr 90 % lieferten. Aber auch die ferromagnetischen Metalle lieferten teilweise Werte bis über 50 % (Gd maximal 61 %, Er maximal 66 %).
3. Die Resultate zeigen allgemein, daß die ESP-Werte sehr stark vom Ausgangsmaterial, den Aufdampfbedingungen (Ofen- und Substrattemperatur, Aufdampfgeschwindigkeit, Aufdampfmenge), den Temperbedingungen (Temperatur, Dauer, Vorgeschichte) und dem Vakuum (Restgaszusammensetzung) abhängen, wie auch gegebenenfalls von der magnetischen Vorgeschichte (z.B. beim Dy).
4. In den Fällen, wo es gelang, ohne äußeres Magnetfeld zu messen, zeigte der Spin in Richtung der Schicht, d.h. ohne Magnetfeld war der Elektronenstrahl transversal polarisiert, während er bei hohen Magnetfeldern longitudinale Polarisation hatte, nur etwas abhängig vom Emissionswinkel. Für welche Magnetfelder der Übergang vom transversal-

len zum longitudinalen Spin erfolgte, war stark vom Material abhängig (vgl. die Gd- und Dy-Messungen). Der Betrag der Polarisierung hängt, soweit untersucht wurde, praktisch nicht vom Magnetfeld ab. Schon bei $B = 0\text{ T}$ war die volle Polarisierung vorhanden (z.B. bei Gd, siehe auch dort die kleine Erniedrigung des Betrages der Polarisierung bei $0,15\text{ T}$). Eine paramagnetische Oberflächenschicht konnte in keinem Fall gefunden werden.

5. Die Temperaturabhängigkeit der ESP folgt der Kurve der Sättigungsmagnetisierung, d.h.

$$P(T) \sim M_s(T),$$

wie bei Gd und EuO gezeigt wurde. Der Proportionalitätsfaktor hängt z.B. von der Präparation, der Kristallstruktur, dem Ausgangsmaterial, und von den Adsorbaten ab. Bei EuO scheinen sich die von T. Takeda und H. Fukuyama 1976 für die Oberflächenmagnetisierung berechneten Kurven zu bestätigen. Bei Gadolinium ist die Temperaturabhängigkeit der Polarisierung ähnlich der Magnetisierungskurve für massives Material. R.L. Kautz und B.D. Schwartz (1976) finden bei der Untersuchung der Oberfläche eines spinpolarisierten Elektronengases (mit Anwendung auf Gd), daß sich die Magnetisierung der Oberflächenschicht nicht von der des massiven Materials unterscheidet. Oberhalb des Curiepunktes verschwindet die Polarisierung, abhängig vom Magnetfeld, wie die Messungen an EuO zeigen.

6. Das komplizierte magnetische Verhalten der seltenen Erdmetalle ist auch in den hier geschilderten Experimenten sichtbar. Einige Experimente (Dy-Messungen, eventuell auch die negativen Werte bei Verunreinigungen) deuten auf Austauschisotropie und magnetische Nachwirkungen hin. Auch der Metamagnetismus ist erkennbar (z.B. beim Tm).

7. Die zeitliche Stabilität der Polarisationswerte war beim EuO und EuS am größten, wo über Stunden stabile Polarisationswerte gemessen wurden. Diese Schichten scheinen wenig anfällig gegenüber Adsorbaten zu sein, da die Elektronen in diesen Materialien eine viel größere freie Weglänge als in Metallen haben (s. D.E. Eastman 1973). Bei Gd wurde eine zeitliche Abnahme der ESP gefunden, die durch Abnahme der Oberflächenmagnetisierung (durch Aufweiten des Kristallgitters bei H_2 -Adsorption) oder durch Resonanztunneln erklärt werden kann, d.h. durch Anzapfen tieferer Energiebänder mit s-Charakter, die nicht oder weniger polarisiert sind, wird die ESP erniedrigt.
8. Bei den Elementen Gd bis Tm konnten Feldemissionsbilder mit hexagonaler Struktur erhalten werden, die einander sehr ähnlich waren. Sie gleichen auch den von W. Kollmar und D. Stark (1964) und G. Krause und D. Stark (1967) für Hafnium, Rhenium, Ruthenium und Osmium erhaltenen, die alle hexagonale Gitterstruktur aufweisen. Beispiele von FE-Bildern sind bei den Gd- und Er-Messungen zu sehen. Je nach Aufdampfbedingungen wurden epitaktische Bilder erhalten oder nicht. Die symmetrischen indizierbaren Bilder zeigten nicht immer die höchsten Polarisationsgrade (siehe z.B. Er). Die auch bei fast allen Materialien erhaltenen Bilder der "optimalen Bedeckung" zeigen vielleicht die fcc-Struktur, die von A.E. Curzon und H.G. Chlebek gefunden wurde für Schichtdicken kleiner als 14 nm (bei Gd bis Tm). Die Polarisationsgrade dieser Schichten waren gering (kleiner als +10 % bei Gd). Auch M.Ya. Gen, A.N. Kostyga, V.I. Petinov, A.E. Petrov und N.I. Stoenko finden 1975 bei sehr kleinen Gd-Partikeln Magnetisierungskurven, die flacher verlaufen als die von massivem Material.

5.2 Vergleich mit theoretischen Arbeiten

Unter 293 K ist Gd ferromagnetisch. Es hat eine Sättigungsmagnetisierung von $7,63 \mu_B$, 15 % höher als früher gemessen wurde, wie L.W. Roeland, G.J. Cock, F.A. Muller, A.C. Moleman, K.A. McEwen, R.G. Jordan und D.W. Jones 1975 festgestellt haben (bei 4,2 K). Die $0,63 \mu_B$ werden der Polarisation der ca. 3 Leitungselektronen zugeschrieben, deren gemittelte ESP damit etwas über 20 % ist. Die sf- und pf-Austauschwechselwirkung ist vernachlässigbar gegenüber der df-Wechselwirkung. Neutronen-Formfaktormessungen an Gd von R.M. Moon, W.C. Koehler, J.W. Cable und H.R. Child (1972) geben Information über die Leitungselektronen-Magnetisierungsdichte. Sie separieren vom totalen Formfaktor einen sphärischen Anteil, der die lokalisierten 4f-Elektronen darstellt, und einen diffusen, der von den polarisierten Leitungselektronen herrührt. B.N. Harmon und A.J. Freeman (1974) benutzen diese Messungen als Grundlage für ihre Berechnung der spinpolarisierten Bandstruktur von ferromagnetischem Gd und erhalten für die ESP an der Fermioberfläche einen Wert von +24 %. Sie berechnen den fast vollständig d-ähnlichen Charakter der Wellenfunktion an der Fermioberfläche. R.E. Watson, A.J. Freeman und J.O. Dimmock (1968) betonen die Wichtigkeit der fast flachen d-Bänder, die das Ferminiveau mehrmals in der Zoneebene schneiden, die die Symmetriepunkte A, L und H enthält, aber auch zwischen K und M. Das schmale d-Band ist unter der ferromagnetischen df-Wechselwirkung stark aufgespalten, d.h. das spinentartete Band wird in zwei parallele Bänder transformiert, die dann sogar auf verschiedenen Seiten des Ferminiveaus liegen können. Von der Bandstruktur her ist also eine hohe Polarisation verständlich. Unbekannt ist aber die eventuell sehr unterschiedliche Tunnelwahrscheinlichkeit der s- und d-Elektronen.

Es liegt zwar von N. Müller, H.C. Siegmann und G. Obermair (1967) eine Abschätzung der ESP von Feldelektronen aus Gd vor, die 6 % ergibt und die die Ergebnisse von M. Hofmann, G. Regenfus, O. Schärpf und P.J. Kennedy (1967) zu erklären

versucht unter der Annahme eines parabolischen Leitungsbandes, ebenso wie die damals gemessene verschwindende Polarisation von Eisen. G. Obermair zeigte aber 1968, daß die Fowler-Nordheim-Theorie keine Polarisation liefert. Er legte weiterhin dar, daß so viele unbekannte Größen in die Polarisationsberechnung eingehen, daß kein einfacher Zusammenhang zwischen der Bandstruktur und der ESP besteht und nicht einmal das Vorzeichen daraus ermittelt werden kann.

R.L. Kautz und B.B. Schwartz untersuchen 1976 die Oberfläche eines spinpolarisierten Elektronengases und wenden die Erkenntnisse auf Gd an. Nach ihren Berechnungen sollte die Austrittsarbeit von Gd im paramagnetischen und ferromagnetischen Zustand fast die gleiche sein und auch, wie schon erwähnt, die Oberflächenmagnetisierung nur wenig von der Magnetisierung im Innern abweichen. Eine Berechnung der ESP von realen FE-Systemen aufgrund der Erkenntnisse von D.R. Penn (1975 und 1976), siehe Kap. 2.3, steht noch aus.

Die Situation scheint für EuO und EuS einfacher zu sein. Die Bandstruktur und die magnetischen Eigenschaften der beiden Isolatoren sind gut bekannt (siehe Kap. 2.4). Ein Vorschlag, $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ als Quelle für hoch polarisierte Elektronenstrahlen zu nehmen, stammt von G. Obermair (1968). Die später beschriebenen Feldemissionsexperimente an EuS zeigen, daß noch viele Fragen geklärt werden müssen.

5.3 Vergleich mit anderen FE-Experimenten

5.3.1 Feldemission aus Gd

ESP-Messungen an massiven Gd-Spitzen wurden mit der Apparatur durchgeführt, die z.B. von M. Hofmann 1968 beschrieben wurde. M. Hofmann, G. Regenfus, O. Schärpf und P.J. Kennedy

(1967) berichteten von einer maximalen Polarisation von +8 % bei 1 T und 85 K. Bei 0 T wurde keine Polarisation gemessen. Die Polarisation stieg mit wachsendem Magnetfeld, das von 0 T bis 1,0 T variiert wurde. Die Polarisation verschwand am Curiepunkt. W-Spitzen zeigten keine Asymmetrie größer als 1,5 %. Diese Messungen wurden mit einer gepulsten Magnetfeldspule bei einem Vakuum von ca. 10^{-7} mbar durchgeführt. Die Meßzeit war groß gegen die Bedeckungszeit bei diesem Vakuum. Die Spitzen wurden nur durch Felddesorption behandelt und eine Betrachtung der FE-Bilder war nicht möglich. Die kleinen Polarisationswerte sind aus den in Kap. 4.1.1 geschilderten Messungen mit massiven, nicht zu reinigenden Spitzen und mit bedeckten Gd-Schichten verständlich. Das Verschwinden der Polarisation bei $B = 0$ T erklärt sich aus der Verwendung eines Kugelkondensators als Spindrehler, der Messungen der Querkomponente des Spinvektors nicht immer zuläßt.

1968 berichteten G. Chrobok, M. Hofmann und G. Regenfus von einer negativen Polarisation bei Gd-Messungen mit einem Maximum des Betrages bei 1,0 T und von einem Abfall der Polarisation bei höheren Feldern. Diese Messungen wurden mit einer zum angelegten äußeren Magnetfeld proportionalen Magnetisierung der Oberflächenschicht erklärt (s. M. Hofmann 1968).

R. Helwig zeigte 1970 bei einer großen Anzahl von Messungen bei kleinen und großen Magnetfeldern, daß gleich häufig positive und negative ESP-Werte auftraten, statistisch verteilt. Er folgerte, daß mit der geschilderten Apparatur eine Vorzeichenbestimmung der Polarisation nicht möglich war.

Der Autor der vorliegenden Arbeit führt die Unterschiede in obigen Ergebnissen, die mit einer Apparatur erhalten wurden, zurück auf mangelhafte Reproduzierbarkeit infolge apparativer Unzulänglichkeiten (zu schlechtes Vakuum, schlechte Behandlungsmöglichkeit der Emitter, fehlende Justierbarkeit der FE-Spitze bezüglich der Magnetfeldachse, für die aufgetretenen hohen Strahlintensitäten zu langsame Elektronik) und auf Auswertefehler (zeitliche Instabilitäten der ESP wurden als Magnetfeldabhängigkeit gedeutet).

5.3.2 Feldemission aus EuS auf W

Entdeckt wurde die hohe Polarisierung der Feldelektronen aus dem System EuS auf W von N. Müller, W. Eckstein, W. Heiland und W. Zinn 1972. Sie fanden bei 14 K ESP-Werte bis zu $(+89 \pm 7) \%$. Zur Erklärung dieser hohen Polarisationswerte bei einem bestimmten epitaktischen Schichttyp ($\phi = 4.1 \text{ eV}$) nahmen sie an, daß entweder eine Elektronenemission aus den spinpolarisierten $4f^7$ -Zuständen des ferromagnetischen EuS vorlag oder eine Emission von Elektronen, die durch Wechselwirkung mit diesen $4f^7$ -Zuständen polarisiert worden waren. Die gemessene ESP variierte stark mit der Schichtdicke. In Abhängigkeit vom Magnetfeld wurde eine konstante Polarisation gemessen. Aus den Messungen bei 14 K und 21 K mußte auf eine sehr hohe Curietemperatur geschlossen werden. Alle diese Messungen sind mit den in Kap. 4.2.1 geschilderten konsistent, soweit Vergleichswerte vorliegen.

Weitere Messungen am System W-EuS wurden in Bielefeld durchgeführt. Die maximale von dieser Gruppe gemessene Polarisation war $(+92 \pm 2,5) \%$. Über die Temperaturabhängigkeit der Polarisation für verschiedene Temperbedingungen wurde von G. Baum, E. Kisker, A.H. Mahan und K. Schröder 1976 berichtet. Nur beim Tempern zwischen 300°C und 600°C fällt die Polarisation bei 16 K auf 0 % ab. Bei so behandelten Spitzen wurde eine starke Temperaturabhängigkeit des Feldemissionsstromes gefunden (E. Kisker, G. Baum, A.H. Mahan, W. Raith und K. Schröder 1976). Es sei auf eine ähnliche Stromabnahme bei EuO hingewiesen (siehe Kap. 4.2.2). Sie fanden eine exponentielle Stromabnahme mit steigender Temperatur. Die im Vergleich zu den Messungen von N. Müller et al. sehr niedrige Austrittsarbeit konnte direkt auf die Höhe der internen W-EuS-Barriere bezogen werden, die durch die Aufspaltung des EuS-Leitungsbandes für eine Spinsorte stark erniedrigt wird, was zu einer 100 %-igen Spinpolarisation führen sollte, wogegen nur eine ESP gemessen wurde, die der ESP der $4f^7$ -Elektronen des Europiums entspricht. Zur Erklärung dieser Ergebnisse wurden Messungen der Energieverteilung der aus W-EuS

emittierten Feldelektronen durchgeführt (E. Kisker, A.H. Nahan und B. Reihl, 1976; G. Baum, E. Kisker, A.H. Nahan, W. Raith und B. Reihl, 1977). Diese Messungen zeigen, daß auch die Energieverteilung stark von der Vorbehandlung abhängt, insbesondere von den Bedingungen beim Tempern. Eine Erklärung wurde in elastischen Streuprozessen an Verunreinigungen und Kristalldefekten gesucht. Da sich EuS und EuO hauptsächlich in der Breite der Energielücke zwischen Leitungsband und 4f-Band sowie in der Austrittsarbeit unterscheiden, könnten gleichzeitige Messungen der Energieverteilung und der ESP bei EuO auf W zur Klärung der Effekte beitragen. Alle bisherigen Messungen am System EuS auf W liefern also die gleichen hohen Polarisationsgrade um 90 %.

5.4 Diskussion anderer Meßmethoden

1. Elektroneneinfang

Deuteronen mit einer Energie von 150 keV werden unter streifendem Einfallswinkel von 0.3° an einem ferromagnetischen Kristall reflektiert und fangen dabei Elektronen ein (C. Rau und R. Sizmann 1973). Die ESP der eingefangenen Elektronen wird durch Hyperfeinwechselwirkung auf die Deuteriumkerne übertragen und kann in einer Kernreaktion nachgewiesen werden. Nach umfassenden Messungen an Ni- und Fe-Einkristallen (C. Rau und R. Sizmann (1973 und 1975), R. Sizmann 1975) konnten erste orientierende Messungen an polykristallinem Gd bei 80 K erzielt werden und ergaben Polarisationsgrade von +20...+40 % (C. Rau 1977), was mit den hier gemessenen Werten bei FE gut übereinstimmt.

2. Magnetooptik

Auch der Magnetooptische Kerreffekt (J.L. Erskine und E.A. Stern 1973 an Gd) und die Faradayrotation mit Absorptionsmessung (J. Schoenes 1975 an Eu-Verbindungen) geben Aufschluß über die Elektronenspinpolarisation. Mit beiden

Effekten werden die nichtdiagonalen Terme des optischen Leitfähigkeitstensors gemessen, deren Imaginärteile (absorptive Komponenten) proportional zur Differenz in der Absorption von rechts- und linkszirkularpolarisiertem Licht sind. Diese Terme sind unter gewissen Umständen proportional zur ESP, beispielsweise der Leitungselektronen. Folgerungen aus den oben erwähnten Messungen sind z.B. für Gd die vollständige Polarisation der 4f-Elektronen und der d-Charakter der Leitungselektronen mit einer ESP von 28 %. Für Gd wurde gezeigt, daß die Meßwerte etwas präparationsabhängig sind, d.h. von der individuellen Kristallstruktur der Proben abhängen. Für EuO ergab sich ebenfalls die vollständige Polarisation der 4f-Elektronen. Es wurden nur polykristalline Proben untersucht.

3. Tunneleffekt

R. Meservey, P.M. Tedrow und P. Fulde entdeckten 1970 einen Festkörper-ESP-Analysator, der im wesentlichen aus einem Tunnelkontakt mit der Schichtfolge Supraleiter (Al)-Isolator (Al_2O_3)-ferromagnetisches Metall (z.B. Gd) besteht. Aus der asymmetrischen Leitfähigkeitskurve in Abhängigkeit von der angelegten Spannung (in einem Magnetfeld parallel zur Schichtebene) kann die ESP innerhalb von 10^{-3} eV an der Fermikante bestimmt werden. Für polykristalline Gd-Schichten wurden 4,3 % gemessen ($B = 2...3$ T, $T = 0,4$ K), siehe P.M. Tedrow und R. Meservey 1973. Aus unseren Messungen folgt, daß geringste Bedeckungen die ESP erniedrigen. So kann der kleine Wert der ESP schon in der Aluminiumoxidschicht begründet liegen. Außerdem wurde aufgedampft ohne zu tempern und wegen der Meßflächen im mm^2 -Bereich über viele Kristallite gemittelt.

4. Photoemission

Der Nachweis photoemittierter Elektronen unterscheidet sich prinzipiell nicht von dem für Feldelektronen. Die Quelle besteht aus einer Aufdampfschicht bzw. dem Einkristall in einem Magnetfeld senkrecht zur Oberfläche. Durch

ein elektrisches Feld, ebenfalls senkrecht zur Oberfläche, werden die Photoelektronen abgesaugt. Die ESP von Photoelektronen aus Gd wurde 1969 von G. Busch, M. Campagna, P. Cotti und H.C. Siegmann und aus Gd und Dy 1971 von U. Bänninger, G. Busch, M. Campagna und H.C. Siegmann untersucht. Die Filme wurden bei 4,2 K oder bei 350 K aufgedampft und nicht weiter getempert. Für Gd wurden maximal $(+5,7 \pm 0,21) \%$ und für Dy $(+7,33 \pm 0,21) \%$ bei 4,2 K für beide Substrattypen gemessen. Die Autoren schließen daraus, daß es entweder schwierig ist, ungeordnete Strukturen zu erhalten oder diese den Magnetismus nicht beeinflussen. Unsere Messungen widersprechen dieser Behauptung. Es wäre interessant, diese Messungen für andere Aufdampf- und Temperbedingungen zu wiederholen, möglichst an Einkristallen. Die Meßdauer wurde von den Autoren nicht angegeben.

Bei polykristallinen EuS-Schichten wurde eine ESP von +50 %, bei EuO-Einkristallen eine von +62 % gemessen, jeweils bei $B = 2,5 \text{ T}$ (siehe K. Sattler und H.C. Siegmann 1975; M. Campagna, D.T. Pierce, F. Meier, K. Sattler, H.C. Siegmann 1976). Das Überraschende bei den gemessenen photoelektrischen Magnetisierungskurven ist die fehlende Sättigung, die von den Autoren durch eine paramagnetische Oberflächenschicht erklärt wird. Eine derartige Schicht wurde bei keiner FE-Messung mit den oben erwähnten Substanzen gefunden. Kritik an der Deutung der Photoemissions- experimente melden T. Takeda und H. Fukuyama 1975 an, die eine paramagnetische Oberflächenschicht schwer verständlich finden. J.L. Erskine und E.A. Stern (1973) zweifeln an der Interpretation der ESP-Messungen bei den Photoemissions- und Tunnelexperimenten. Sie legen dar, daß beide Verfahren nicht auf einfache Weise die ESP der Leitungselektronen messen. Nach D.E. Eastman (1973) beeinflussen quasielastische Spin-Flip-Streuprozesse die ESP. Die Annahme der Erhaltung der ESP bei der Photoemission trifft vielleicht nicht zu und man braucht keine paramagnetische

Oberflächenschicht zur Erklärung (siehe auch F. Meier und H. Ruprecht 1976, die die ESP von Photoelektronen aus EuO nahe am Curiepunkt messen).

5. Sekundärelektronenemission

G. Chrobok und M. Hofmann zeigen 1976, daß aus EuO-Schichten bei $T \approx 20$ K und $B = 1,5$ T Sekundärelektronen mit $P = +32$ % herausgelöst werden können. Die Energie der Primärelektronen war $1...1,5$ keV. Die dabei verwendete Apparatur wurde in der vorliegenden Arbeit beschrieben. Die Ergebnisse bei SEE sollten denen bei der Photoemission ähneln. So wurde auch eine gewisse Steigerung der ESP in Abhängigkeit vom Magnetfeld gefunden ($P = 23$ % bei $1,5$ T und 30 % bei 7 T).

Im Vergleich zu den Meßergebnissen der Photoemission, des Tunneleffektes und der Sekundäremission liefert die Feldemission meist die höchsten, am stärksten streuenden Polarisationswerte, soweit das bei den teilweise vorläufigen Meßergebnissen schon gesagt werden kann. Das ist verständlich, da die FE an Einkristallen mißt und nicht über größere Bereiche mittelt, wo durch Änderung der Kristallrichtung, der Oberflächenstruktur und der Reinheit die ESP unterschiedlich sein kann. Die Methoden unterscheiden sich prinzipiell in den betroffenen Elektronenenergien und in den Untersuchungstiefen. Die Oberflächenzustände werden bei den einzelnen Methoden unterschiedlich berücksichtigt. Die Methoden ergänzen sich in ihren Aussagen, ein direkter Vergleich der Meßwerte ist aber nicht möglich.

Die Resultate der spinpolarisierten Emissionsexperimente und verwandter Experimente wurden in folgenden Übersichtsartikeln beschrieben und verglichen:

M.C. Gutzwiller (1973); H.C. Siegmann (1975); R. Sizmann (1975); R. Meservey, P.M. Tedrow, D. Paraskevopoulos (1975).

6. SCHLUSSBEMERKUNGEN

Ziel der Arbeit war es, zu zeigen, welche Möglichkeiten die Feldemission in Kombination mit einem Polarisationsanalysator bietet. Die zahlreichen mit der hier beschriebenen Apparatur erzielten Ergebnisse an den klassischen Ferromagneten Eisen, Kobalt und Nickel werden von G. Chrobok 1977 ausführlich behandelt. Die Vielzahl der aufgezeigten Parameter, von denen die Polarisation abhängen kann, bietet noch ein unübersehbares Feld für weitere Messungen mit dieser oder einer ähnlichen Apparatur. Teilweise sind die hier dargelegten Meßergebnisse ja nur als erste Orientierung zu verstehen.

Sehr aufschlußreich, besonders bei den seltenen Erdmetallen, wären Untersuchungen mit anderen Substratmaterialien, d.h. beispielsweise Aufdampfen auf Spitzen aus hexagonalen Metallen wie Re oder Os, aber auch auf Quarzspitzen.

In einigen Punkten sollte die beschriebene Apparatur verbessert werden:

Die Aufdampf- und Temperbedingungen müssen reproduzierbarer gemacht werden. Das Vakuum ist zu verbessern, um die Meßzeiten zu verlängern. Viele Messungen sind erst mit einem höheren Vakuum möglich, so die Untersuchung des Einflusses von Adsorbaten auf die ESP (Katalyseprozesse!). Auch die Betrachtungsmöglichkeiten des Feldemissionsbildes lassen noch zu wünschen übrig.

Zum Studium der elektronischen Struktur von Oberflächen, zur Untersuchung des Oberflächenmagnetismus und, wie schon erwähnt, zur Erforschung der Katalyse ist die Feldemission prädestiniert. Im Augenblick ist es noch nicht möglich, aus der Bandstruktur die zu erwartende Spinpolarisation bei Feldemission zu bestimmen. Eine theoretische Untersuchung der Spinpolarisation von Elektronen aus realen Feldemissionssystemen ist nötig.

Als Quelle polarisierter Elektronen bietet sich das System EuO auf W an, das leicht zu präparieren ist und hohe Polarisierung bei kleiner Austrittsarbeit bietet. Hier sind nicht so tiefe Temperaturen erforderlich als beim System EuS auf W.

Zwei Anwendungen seien hier kurz erwähnt, die Untersuchung der inneren Struktur von Protonen mit hochenergetischen polarisierten Elektronen und die Anwendung des Mie-Effektes in einem holographischen Elektronenmikroskop, wie es W.S. Gan 1973 vorgeschlagen hat.

Trotz der in dieser Arbeit aufgezeigten Ausgereiftheit des Polarisationsnachweises durch Mottstreuung muß eine neue Nachweisttechnik entwickelt werden, um die Apparaturen zu vereinfachen und die Meßzeiten zu verkürzen. Als neuer Detektor bietet sich die Streuung von niederenergetischen Elektronen an Einkristallen (LEED) an, die von mehreren Gruppen untersucht wird.

7. ZUSAMMENFASSUNG

Zur Untersuchung der Spinpolarisation von Feldemissionselektronen wurde eine neuartige Apparatur entwickelt, die es gestattet, in situ W-Spitzen mit dem zu untersuchenden Material zu bedampfen, zu tempern, das FE-Bild zu betrachten und bei Temperaturen von 10 K bis 500 K in magnetischen Flußdichten bis 7 T und in einem Vakuum von ca. 10^{-10} mbar die Elektronenspinpolarisation zu untersuchen. Besondere Aufmerksamkeit wurde der Konstruktion eines geradsichtigen Polarisationsnachweises geschenkt, der durch ein abschaltbares Wienfilter alle Komponenten des Polarisationsvektors sehr präzise zu messen erlaubt.

Unbedampfte W-Spitzen zeigten keine Polarisation, während mit getemperten Schichten aus den ferromagnetischen seltenen Erdmetallen hohe Polarisationsgrade gemessen wurden, bei Gd bis 61 %, bei Dy bis 45 % und bei Er bis 66 %. Die ferromagnetischen Isolatoren EuO und EuS lieferten Werte bis 90 %. Bei allen Materialien wurden fast ausschließlich positive Polarisationswerte gemessen, d.h. es überwogen die Majoritätselektronen. Bei allen ferromagnetischen seltenen Erdmetallen konnten hexagonale FE-Bilder erhalten werden, die aber nur bei Gd die höchste Polarisation zeigten. Aus den Meßergebnissen folgt, daß die Polarisation vom Ausgangsmaterial, von der Präparation und gegebenenfalls von der magnetischen Vorgeschichte (Dy) abhängt. Während die Polarisation bei Gd durch das Restgas H_2 abnahm, war sie bei EuO und EuS über Stunden stabil. Der Betrag der Polarisation war magnetfeldunabhängig. Bei verschwindendem Magnetfeld war die Polarisation transversal und wurde bei hohen Feldern longitudinal.

Das komplizierte magnetische Verhalten der seltenen Erden ist auch bei den Polarisationsmessungen sichtbar. Die Temperaturabhängigkeit der Polarisation wurde bei Gd, Dy und EuO untersucht und mit der Sättigungsmagnetisierung verglichen. Die Polarisation verschwindet in der Nähe des Curiepunktes und ist beim jeweiligen Material der (Oberflächen-)Magnetisierung proportional.

Nach Abschluß der Arbeit möchte ich danken:

- Herrn Prof. Dr. R. Sizmann
für die Überlassung dieser Arbeit, die Arbeitsmöglichkeit
an seinem Lehrstuhl und seine tatkräftige Unterstützung,
- Herrn Dr. G. Regenfus
für zahlreiche Diskussionen und das Interesse am Fortgang
der Arbeit,
- Herrn Dipl.-Physiker G. Chrobok
für die stets ausgezeichnete Zusammenarbeit, ohne die die-
se schwierigen, langwierigen Experimente nicht möglich ge-
wesen wären,
- der Werkstatt unter ihrem Leiter Herrn A. Pfisterer
für die vorbildliche Ausführung der feinmechanischen Ar-
beiten,
- der Bayerischen Akademie der Wissenschaften
für die Überlassung der Räumlichkeiten im Zentralinstitut
für Tieftemperaturforschung,
- dem Bundesministerium für Forschung und Technologie
für die finanzielle Unterstützung,
- meiner Frau
für ihre Geduld und die Anfertigung der Reinschrift.

8. LITERATURVERZEICHNIS

- Ahn, K.Y. und M.W. Shafer: J. Appl. Phys. 41 (1970) 1260
 Austin, I.G. und D. Elwell: Contemp. Phys. 11 (1970) 455
 Austin, L. und H. Starke: Ann. Phys. Lpz. 9 (1902) 271;
 Verh. dtsh. phys. Ges. 4 (1902) 106
 Bänninger, U., G. Busch, M. Campagna und H.C. Siegmann:
 J. de Phys. 32 (1971) C1-290
 Baum, G., E. Kisker, A.H. Mahan und K. Schröder: Jour. of
 Magnetism & Magnetic Materials 3 (1976) 4
 Baum, G., E. Kisker, A.H. Mahan, W. Raith und B. Reihl: wird
 in Applied Physics 1977 veröffentlicht
 Behrendt, D.R., S. Legvold und F.H. Spedding: Phys. Rev. 109
 (1958) 1544
 Busch, G., M. Campagna, P. Cotti und H.C. Siegmann: Phys.
 Rev. Lett. 22 (1969) 597
 Campagna, M., D.T. Pierce, F. Meier, K. Sattler und H.C.
 Siegmann: Emission of Polarized Electrons from Solids,
 in: Adv. in Electronics & Electron Physics, Hrsg. L. Mar-
 ton Vol. 41 (Academic, New York 1976)
 Capiomont, Y., N.V. Dang und O. Massenet: The fifth Intern.
 Colloquium on Magnetic thin Films, Fuji Area, Japan (1972)
 Chernatony, L. de, M. Austin, J. Yarwood, M.J. Southon und
 E.D. Boyes: Physique et Chimie des Surfaces Brest (1975)
 15
 Chrobok, G.: Spinpolarisation feldemittierter Elektronen aus
 Eisen, Kobalt und Nickel, Dissertation München (1978)
 Chrobok, G. und M. Hofmann: Phys. Lett. 57 A (1976) 257
 Chrobok, G., M. Hofmann und G. Regenfus: Phys. Lett. 26 A
 (1968) 551
 Chrobok, G., M. Hofmann, G. Regenfus und R. Sizmann: Phys.
 Rev. B. 15 (1977) 429
 Clark, A.E., B.F. de Savage und R. Bozorth: Phys. Rev. B 1
 (1970) 3748
 Curzon, A.E. und H.G. Chlebok: J. Phys. F. (Metal Phys.) 3
 (1973) 1
 Darnell, F.J. und E.P. Moore: J. Appl. Phys. 34 (1963) 1357
 Davisson, C.J. und L.H. Germer: Phys. Rev. 33 (1929) 760
 Eastman, D.E.: Phys. Rev. B 8 (1973) 6027
 Eckstein, W.: Polarisations-effekte bei der elastischen Elek-
 tronstreuung, IPP 7/1 (1970), Institutsbericht des IFP,
 Garching b. München (unveröffentlicht)
 Eckstein, W., K.F. Georg, W. Heiland, J. Kirschner und N.
 Müller: z. Naturforsch. 25a (1970) 1981
 Eckstein, W. und N. Müller: Appl. Phys. 5 (1975) 71
 Elliott, R.J. (Hrsg.): Magnetic Properties of Rare Earth Me-
 tals, Plenum Press, London und New York (1972)
 Erskine, J.L. und E.A. Stern: Phys. Rev. B 8 (1973) 1239
 Evans, R.D., in: Methods of Experimental Physics, Hrsg. L.
 Marton (Academic, New York, 1963) Vol. 5 B, 761
 Fano, U.: Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 74
 Farago, P.S.: Advan. Electronics Electron Phys. 21 (1965) 1
 Farago, P.S.: Rep. Prog. Phys. 34 (1971) 1055
 Feder, R.: Phys. Rev. B 15 (1977) 1751

- Ferré, J., J.P. Badoz, C. Paparoditis und R. Suryanarayanan: IEEE Transactions on Magnetism MAG. 7 (1971) 388
- Finkel', V.A. und V.V. Vorobév: Sov. Phys. JETP 24 (1967) 524
- Fowler, R.H. und L. Nordheim: Proc. Roy. Soc., A 119 (1928) 173
- Frauenfelder, H. und A. Rossi, in: Methods of Experimental Physics, Hrsg. L. Marton, Vol. 5/B, Sect. 2.5 (Academic, New York, 1963)
- Fues, E. und H. Hellmann: Phys. Z. 31 (1930) 465
- Gadzuk, J.W.: Phys. Rev. 182 (1969) 416
- Gadzuk, J.W. und E.W. Plummer: Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 487
- Gan, W.S.: Phys. Lett. 45 A (1973) 7
- Garnov, A.V., N.A. Gorbatiy und B.I. Karpachev: IZV. AN SSSR Ser. fiz. 35 (1971) 341
- Gaskell, C.S. und H. Motz, in: High Magnetic Fields (Technology Press Cambridge, Mass. 1962) 561
- Gen, M. Ya., A.N. Kostyga, V.I. Petinov, A.E. Petrov und N. I. Stoenko: Fiz. Tverd. Tela 17 (1975) 2760; Sov. Phys. Solid State 17 (1976) 1832
- Gomer, R.: Field Emission & Field Ionization, Harvard University Press Cambridge, Massachusetts (1961)
- Good, R.H. jr. und E.W. Müller: Field Emission, in: Handbuch der Physik, Hrsg. S. Flügge, Band 21, S. 176...231; Elektronen-Emission, Gasentladungen I, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1956) 176
- Gorbatiy, N.A. und B.I. Karpachev: Sov. Phys. Sol. State 11 (1969) 1144
- Goudsmit, S.A. und G.E. Uhlenbeck: Physica 5 (1925) 266 und G.E. Uhlenbeck, S.A. Goudsmit: Nature 117 (1926) 264
- Gutzwiller, M.C.: AIP Conf. Proc. 10 (1973) 1197
- Haas, C.: Magnetic Semiconductors, CRC-Cristal Reviews in Solid State Sciences 1 (1970) 47
- Haase, G. und G. Schneider: Zeitschr. f. Physik 144 (1956) 256
- Harmon, B.N. und A.J. Freeman: Phys. Rev. B 10 (1974) 1979
- Helwig, R.: Feldemissionselektronen aus polykristallinem Ni, Fe und Gd, Diplomarbeit München 1970
- Henneberg, W.: Ann. d. Physik 19 (1933) 335; ibd. 20 (1934) 1; ibd. 21 (1934) 390
- Herzog, R.: Zeitschr. für Physik 97 (1935) 596; Archiv für Elektrotechnik 29 (1935) 790
- Hofmann, M.: Erzeugung hoher gepulster Magnetfelder, Feldemissionsexperimente zur Gewinnung polarisierter Elektronen, Diplomarbeit München 1968
- Hofmann, M., G. Regenfus, O. Schärpf und P.J. Kennedy: Phys. Lett. 25 A (1967) 270
- Holtzberg, F., T.R. McGuire und S. Methfessel, in: Landolt-Börnstein, vol. 4, Hrsg. K.H. Hellwege, New York: Springer (1970) 94
- Holzwarth, G. und H.J. Meister: Tables of Asymmetry, cross-Section and related Functions for Mott Scattering of Electrons by screened Gold and Mercury Nuclei, München 1964
- Holzwarth, G. und H.J. Meister: Nucl. Phys. 59 (1964) 56

- Itskovich, F.I.: Sov. Phys. JETP 23 (1966) 945 und 25 (1967) 1143
- Kautz, R.L. und B.B. Schwartz: Phys. Rev. B 14 (1976) 2017
- Kessler, J.: Polarized Electrons, Springer, Berlin (1976)
- Kisker, E., G. Baum, A.H. Mahan, W. Raith und K. Schröder: Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 982
- Kisker, E., A.H. Mahan und B. Reihl: 8th Int. Coll. Magnetic Thin Films, York, England (1976) Abstracts, p. 45
- Klinken van, J.: Experiments on Electron Polarization, Diss. Gronigen (1965)
- Kohlrausch, F.: Praktische Physik, Stuttgart, B.G. Teubner, 22. Auflage (1968)
- Kollmar, W. und D. Stark: Zeitschr. f. Physik 178 (1964) 39
- Krause, G. und D. Stark: Zeitschr. f. Physik 201 (1967) 69
- Kuhow, R., M. Lambeck, H. Schroeder-Fürst und J. Wortmann: Z. angew. Physik 32 (1971) 54
- Kuyatt, C.E.: Phys. Rev. B 12 (1975) 4581
- Lawless, W.N.: Rev. of Sci. Instr. 42 (1971) 561
- ders. und E.A. Panchyk: Cryogenic Engineering Conference Washington D.C. August 1971,
- ders.: Elektronik (1975) 58
- Lee, K. und J.C. Suits: IEEE Trans. Magn. Sept. 1971 (Intermag conf) S. 391
- Legler, W.: Z. Phys. 171 (1963) 424
- Lin, S.R.: Phys. Rev. A 153 (1964) 965
- Markhaňkov, V.I., I.S. Sidorenko und G.P. Shermonaev: Instr. Exp. Techn. 4 (1968) 986; Pribery i Techn. Eksperim. 4 (1968) 210 (UDC 536.53 : 536.485); Cryogenics 9 (1969) 285
- Mathias, B.T., R.M. Bozorth und J.H. van Vleck: Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 160
- Maykuth, D.J., G.B. Games, G.S. Root, J.B. Baker, R.I. Jaffee und C.S. Peet: Battelle Mem. Inst. Fifth Sci. Rev., AFRCRC-TR 60-153 March 1960
- McGuire, T.R. und M.W. Shafer: J. Appl. Phys. 35 (1964) 984
- Meier, F. und H. Ruprecht: Communications on Physics 1 (1976) 137
- Meservey, R., P.M. Tedrow und P. Fulde: Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1270
- Meservey, R., P.M. Tedrow und D. Paraskevopoulos: AIP Conf. Proc 29 Magnetism & Mang. Mat. 1975, Ed. J.J. Becker, O.H. Lander und J.J. Rhyne, Philadelphia 1975
- Methfessel, S. und D.C. Mattis: Magnetic Semiconductors, in: Handb. d. Physik Bd. 18/1, Hrsg. H.P.J. Wijn (Springer, Berlin 1968) 389
- Moon, R.M., W.C. Koehler, J.W. Cable und H.R. Child: Phys. Rev. B 5 (1972) 997
- Mott, N.F.: Proc. Roy. Soc. 124 (1929) 425
- ders. und H.S.W. Massey: The Theory of Atomic Collisions Clarendon Press, Oxford 1965
- Müller, E.W.: Phys. Z. 37 (1936) 838; Z. Physik 106 (1937) 541; Ergebn. d. exakt. Naturw. 27 (1953) 280
- Mueller, E.W.: FEM, Proc. of the Intern. School of Physics "Enrico Fermi" Course LVIII 1974 (Dynamic Aspects of Surface Physics, Hrsg. Goodman, S.3)

- Müller, N., W. Eckstein, W. Heiland und W. Zinn: Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1651
- Müller, N., H.C. Siegmann und G. Obermair: Phys. Letters 24 A (1967) 735
- Mundt: Optik 38 (1973) 351
- Nachmann, J.F. und C.E. Lundin: RARE EARTH RESEARCH Proc. of the 2nd Conf. on Rare Earth Research, Sept. 24-27, 1961 (Gordon & Breach, New York 1962)
- Nicholson, P.W.: Nuclear Electronics, John Wiley & Sons, London 1974
- Nicolau, N. und A. Modinos: Phys. Rev. B 11 (1975) 3687
- Nigh, H.E., S. Legvold und F.H. Spedding: Phys. Rev. 132 (1965) 1092
- Obermair, G.: Z. Physik 217 (1968) 91
- Oostrom van, A.G.J.: Diss. Univ. Amsterdam (1965)
- Penn, D.R.: Phys. Rev. B 11 (1975) 3208; Phys. Rev. B 14 (1976) 849
- Picht: Einführung in die Theorie der Elektronenoptik, 3. Aufl. Leipzig (1963)
- Politzer, B.A.: Thesis Pennsylvania State University (1971)
- ders. und P.H. Cutler: Surf. Sci. 22 (1970) 277; Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1330
- Rau, C.: Private Mitteilung (1977)
- Rau, C. und R. Sizmann: Phys. Lett. 43 A (1973) 317
- ders., in: 5th Int. Conf. on Atomic collisions in solids, Gatlinburg (1973) (Hrsg. S. Datz, B.R. Appleton und C.D. Moak; Plenum Press, New York, 1975) 295
- Rauch, H., E. Seidl und A. Zeilinger: Z. angew. Physik 32 (1971) 109
- Regenfus, G. und P. Sütsch: Z. Physik 266 (1974) 319
- Rhync, J.J. und T.R. McGuire: IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-8 (1972) 105
- Roeland, L.W., G.J. Cock, F.A. Muller, A.C. Moleman, K.A. McEwen, R.G. Jordan und D.W. Jones: J. Phys. F: Metal Physics 5 (1975) L 233
- Rubin, L.G.: Cryogenics 10 (1970) 14
- ders. und W.N. Lawless: Rev. of Scientific Instruments 42 (1971) 571
- Sakamoto, S. J. Nakai und Y. Nakagawa: Journal of the Physical Society of Japan 40 (1976) 686
- Sattler, K. und H.C. Siegmann: Z. Physik B 20 (1975) 289
- Savage, W.R. und F.J. Low: Rev. Sci. Instr. 35 (1964) 848
- Schoenes, J.: Z. Physik B 20 (1975) 345
- Shull, C.G., C.T. Chase und F.E. Myers: Phys. Rev. 63 (1943) 29
- Siegmann, H.C.: Physics Reports 17 (1975) 37
- Sizmann, R.: Nuclear Instr. and Methods 132 (1976) 523
- Stratton, R.: Phys. Rev. 135 (1964) 794
- Takeda, T. und H. Fukuyama: Journal of the Physical Society of Japan 40 (1976) 925
- Taylor, K.N.R. und M.I. Darby: Physics of Rare Earth Solids Chapman & Hall, London (1972)
- Tedrow, P.M. und R. Meservey: Phys. Rev. B 7 (1973) 318
- Tolhoek, H.A.: Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 277

- Urbain, G., M.F. Weiss und F. Trombe: Compté. Rend. Acad.
Sci. Paris 200 (1935) 2132
- Wachter, P.: Crit. Rev. in Solid State Sciences 3 (1972)
189
- Watson, R.E., A.J. Freeman und J.O. Dimmock: Phys. Rev. 167
(1968) 497
- Will, G.: Z. angew. Physik 26 (1969) 67; Z. angew. Physik
32 (1971) 1
- Wood, R.W.: Phys. Rev. 5 (1897) 1
- Zinn, W.: Journal of Magnetism & Magnetic Materials 3 (1976)
23

LEBENS LAUF

Name: Hofmann, Michael Josef
Geburtsdatum: 14. November 1943 in Fürstenfeldbruck
Eltern: Josef Hofmann, Oberstudiendirektor
Eleonore Hofmann (geb. Rothmund)

Schulbildung:

1949 - 1953 Kath. Knabenschule in Fürstenfeldbruck
1953 - 1959 Humanistischer Zweig der Oberrealschule in Fürstenfeldbruck
1959 - 1962 Humanistisches Gymnasium München-Pasing (Karls-Gymnasium)
Juni 1962 Reifeprüfung

Studium, Beruf:

Nov. 1962 Immatrikulation und Beginn des Physikstudiums an der Ludwig-Maximilians-Universität in München
Nov. 1966 Beginn der Diplomarbeit "Erzeugung hoher gepulster Magnetfelder, Feldemissionsexperimente zur Gewinnung polarisierter Elektronen" an der Sektion Physik der Universität München am Lehrstuhl Prof. Dr. R. Sizmann
Febr. 1969 Diplom-Hauptprüfung in der Fachrichtung Physik
März 1969 Anstellung bei der Sektion Physik der Universität München am Lehrstuhl Prof. Dr. R. Sizmann als wiss. Angestellter, Beginn der Promotion
Sept. 1976 Anstellung bei der Messerschmitt-Bölkow-Blohm GmbH in München-Ottobrunn (Unternehmensbereich Apparate/Kybernetik) als Systemingenieur (Datenprozeßsysteme für techn.-wissenschaftliche Anwendungen).

München, 27. Oktober 1977

Michael Hofmann

Michael Hofmann

